

Abgeschlossen am 25. November 1899.

1899.

N: 12.

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN VON

F. A. C. OERN, L. W. GILBERT, J. C. FOCKERDORFF.

NEUE FOLGE

BAND 69. HEFT 4.

DER GANZEN FOLGE DER GANZEN 4 HEFT

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND IMMERHIN VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

G. UND E. WIEDEMANN.



LEIPZIG, 1899.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 42 M.

Inhalt.

	Seite
1. R. Koenig. Ueber die höchsten hörbaren und unhörbaren Töne von $c^4 = 4096$ Schwingungen ($af_4 = 8192$ oe), bis über f^6 (fa_{11}), zu 30 000 Schwingungen (180 000 oe), nebst Bemerkungen über die Stosstöne ihrer Intervalle, und die durch sie erzeugten Kundt'schen Staubfiguren. (Schluss)	721
2. E. Wiechert. Experimentelle Untersuchungen über die Geschwindigkeit und die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen	769
3. G. Tammann. Ueber die Abhängigkeit des elektrischen Leitvermögens vom Druck	767
4. E. Lecher. Ueber einen experimentellen und theoretischen Trugschluss in der Elektrizitätslehre	781
5. E. Biecke. Ueber die Vertheilung von freier Elektrizität an der Oberfläche einer Crookes'schen Röhre	788
6. K. Mack. Nachweis der in den Glathrüben vorhandenen inneren Spannungen mit Hülfe des polarisirten Lichtes; ein Vorversuchsversuch	801
7. V. v. Lang. Ueber longitudinale Töne von Kautschukfäden	804
8. K. Wesendonck. Zur Thermodynamik	809
9. F. Giesel. Ueber die Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen im magnetischen Felde	824
10. R. von Hirsch. Nachtrag	837
11. J. Zenneck. Eine Methode zur Demonstration und Photographie von Stromcurven	838
12. J. Zenneck. Ermittlung der Oberschwingung eines Drehstromes	854
13. J. Zenneck. Die Transformation eines Wechselstromes auf doppelte Wechselzahl mit Hülfe eines ruhenden Transformators	858
14. A. Wehnelt und B. Donath. Photographische Darstellung von Strom- und Spannungscurven mittels der Braun'schen Röhre	861

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbuchhandlung gestattet.





PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND 69.

1. *Ueber die höchsten hörbaren und unhörbaren Töne von $c^5 = 4096$ Schwingungen ($u_7 = 8192$ v s), bis über f^9 (fa_{11}), zu 90 000 Schwingungen (180 000 v s), nebst Bemerkungen über die Stosstöne ihrer Intervalle, und die durch sie erzeugten Kundt'schen Staubfiguren; von Rudolph Koenig.*

(Schluss von p. 660.)

II. Ueber die höchsten Töne, welche man ohne directes Stimmen mit den verschiedenen tönenden Körpern nach der Berechnung ihrer Dimensionen und auch durch mechanisch erzeugte Impulse herstellen kann.

Für die Herstellung von Tönen mit bestimmten Schwingungszahlen mittelst des directen Stimmens sind die Stimmgabeln unbedingt die zweckmässigsten und bequemsten von allen Tonwerkzeugen, da man ihre Töne mit gleicher Leichtigkeit erhöhen, wie auch vertiefen kann, will man jedoch mit geringerer Mühe und Arbeit ohne directes Stimmen für praktische Zwecke noch hinreichend genaue Tonreihen herstellen, indem man nur den Ton eines einzigen Körpers direct stimmt und darauf nach seinen Dimensionen die Dimensionen gleichartiger Körper für alle andere Töne berechnet und in einem akustisch durchaus gleichen Material ausführt, so sind Stimmgabeln in diesem Falle wegen ihrer zu complicirten Form natürlich nicht anwendbar und man muss vielmehr Körper von möglichst einfacher Form benutzen, wie transversal und longitudinal schwingende Stäbe, Platten, Luftsäulen etc. Im Folgenden sollen nun die Eigenschaften jeder dieser Körperklassen untersucht werden, welche sie mehr oder weniger geeignet macht, die erfordernten Bedingungen erfüllen zu können.

1. Transversal schwingende Stäbe.

Transversal schwingende Stäbe haben vor allen anderen Körpern den Vorzug voraus, dass sich bei ihnen der schädliche Einfluss der Befestigung so gut wie ganz vermeiden lässt, denn da sie bei der Erzeugung ihres tiefsten Tones mit zwei Knoten schwingen, so kann man sie an diesen beiden Stellen vollständiger Ruhe an Fäden oder dünnen Drähten aufhängen, ohne dadurch die Freiheit ihrer Schwingungen zu beeinträchtigen, weshalb ich auch ganz natürlich sie gewählt hatte, als ich im Jahre 1866 eine Reihe sehr hoher Töne ohne directes Stimmen herzustellen unternommen. Diese befand sich denn 1867 unter meinen Apparaten auf der Weltausstellung in Paris und ist seitdem allgemein bekannt geworden.¹⁾ Solche cylindrische Stäbe lassen beim Anschlagen immer Stösse hören, und ich habe in meiner Abhandlung „Ueber die Stösse und Stosstöne zweier in demselben Körper erregter Schwingungsbewegungen“²⁾ beschrieben, wie sich mit Stäben von quadratischem oder rechtwinkeligem Querschnitt zwischen zwei rechtwinkelig zu einander erzeugten Schwingungsbewegungen ein Unisono ohne Stösse ebenfalls nicht erreichen lässt, was auch der Theorie vollständig entspricht, welche Lord Rayleigh und besonders seitdem Max Wien³⁾ von diesen und ähnlichen Erscheinungen gegeben haben. Ausserdem entstehen aber gewöhnlich auch noch in cylindrischen Stäben direct zwei etwas voneinander verschiedene Töne zugleich, wegen der Ungleichheit ihrer beiden Elasticitätsaxen und der nicht absolut gleichen Länge der Diameter ihres Querschnittes in den verschiedenen Richtungen. Es sind also meistens mehrfache Ursachen, welche die Stösse beim Anschlagen der Stahlcylinder hervorrufen, weshalb es kaum möglich sein dürfte, experimentell ein allgemeines Verhältniss zwischen ihrer Frequenz und den absoluten Schwingungszahlen der Cylinder aufzufinden. Bei drei Cylindern beispielsweise, welche aus der gleichen Stahlstange geschnitten, die Längen von 771,5 mm, von 298,5 mm und von 146,5 mm hatten, waren die beobachteten Stösse der Grundtöne entsprechend 0,60; 0,67 und 3,00 in der Secunde,

1) R. Koenig, Cat. Nr. 51. 1889.

2) R. Koenig, Wied. Ann. 34. p. 400. 1889.

3) M. Wien, l. c. 61. p. 151. 1897.

worin sich offenbar keine Gesetzmässigkeit erkennen lässt. In jedem Falle können diese Stösse aber immer nur einen ganz geringen Einfluss auf die Bestimmung der Tonhöhe des Stabes ausüben, denn selbst wenn ihre Anzahl für den Grundton $c^5 = 4096$ Schwingungen bis zu 8 oder 10 in der Secunde steigen sollte, so möchte man doch noch immer den einen wie den andern der beiden sie hervorrufenden Töne für den Ton des Cylinders annehmen können, ohne dabei einen grossen Fehler zu begehen.

Die Längen der aus ein und derselben Stahlstange für bestimmte Töne geschnittenen Cylinder müssen zu einander im umgekehrten Verhältnisse der Quadratwurzeln aus den Schwingungszahlen dieser Töne stehen, um die Genauigkeit, welche man von der Anwendung dieses Gesetzes im allgemeinen zu erwarten berechtigt ist, zu prüfen, bestimmte ich die Schwingungszahlen einiger solcher nach demselben hergestellter Cylinder direct, und fand, dass bei ihnen nach der Höhe zu die Schwingungszahlen, wenn auch nur in sehr geringem Maasse, so doch immer mehr und mehr hinter den geforderten Werthen zurückblieben. So hätte nach einem Stahlcylinder von 771,5 mm Länge mit dem mittleren Grundton von 310 $v s$ berechnet, ein Stahlcylinder für $c^3 = 2048 v s$ die Länge von 300,16 mm haben sollen, er musste jedoch bis zu 298,5 mm verkürzt werden, um c^3 wirklich zu erreichen, und ebenso war es nöthig, die berechnete Länge eines Cylinders von 150,08 mm für $c^5 = 8192 v s$ um 3,6 mm zu verkürzen, um mit ihm genau c^5 zu erhalten. Man kann die gleiche Beobachtung auch noch an den Tönen der Stahlstäbe von c^5 bis a^5 weiter verfolgen, da bei schnell aufeinander folgendem Anschlagen ihre Intervalle noch sehr gut die Stosstöne hören lassen und also vermittelt dieser auch noch direct gestimmt werden können. Die nach der Länge des für den Grundton c^5 direct gestimmten Cylinders berechneten Längen einer Reihe solcher Cylinder, und ihre beim directen Stimmen erhaltenen Längen, wie auch die allmählich nach der Höhe hin wachsenden Unterschiede zwischen beiden, lasse ich hier folgen:

	c^5	d^5	e^5	f^5	g^5	a^5
Berechnete Längen		138,1	131,0	126,9	119,6	113,5 mm
Gefundene Längen	146,5 mm	137,7	130,3	125,8	118,3	112,1
Nöthige Verkürzungen } der berechn. Längen }		0,4	0,7	1,1	1,3	1,4 mm

Der höchste Cylinder a^5 , dessen beim directen Stimmen gefundene Länge um 1,4 mm kürzer ist, als seine berechnete, würde folglich bei seiner berechneten Länge 13318 *vs* statt der erforderten 13653 *vs* gemacht haben und somit um ungefähr einen Viertelton zu tief gewesen sein. Würde die Vertiefung der Cylindertöne nach der Höhe zu immer in gleicher Weise fortschreiten, so möchte sie dabei für die Töne zwischen c^7 und g^7 dann ungefähr drei Viertel eines Tones betragen, und dieses scheint wirklich der Fall zu sein, da bei einer directen Bestimmung der Schwingungszahl des Cylinders e^7 aus einer meiner Reihen, vermittelt der Staubfiguren, Schwendt den Ton desselben näher d^7 als e^7 gefunden hat, was er glaubte der Verstimmung dieses Cylinders zuschreiben zu dürfen, in der That aber offenbar in der beschriebenen experimentell festgestellten Abweichung der wirklichen Schwingungszahlen von den durch Berechnung nach der Formel $L : L' = \sqrt{N'} : \sqrt{N}$ gefundenen, seinen Grund haben muss, denn ich wüsste wirklich nicht, wodurch eine derartige Verstimmung bei einem solchen Stahlcylinder hätte bewirkt werden können. Da ich bei den bis jetzt von mir construirten Cylinderreihen die tiefsten Töne bis in die Mitte der Octave von c^6 bis c^6 immer vermittelt der Stosstöne corrigirt und dann erst über diese Grenze hinaus das Längengesetz ohne Correctur angewendet, so dürfte die regelmässig fortschreitende Vertiefung bei allen bis zu den Tönen zwischen c^7 und g^7 gewöhnlich nur einen halben Ton erreichen, und auch dieser Fehler wird sich nun in der Folge noch zum grössten Theile durch eine kleine Correctur der berechneten Längen der Cylinder, nach den experimentell gefundenen Forderungen, vermindern lassen.

Was die Hörbarkeit der Töne dieser Stahlcylinder anlangt, deren ganze Reihe von c^6 bis c^6 reicht, so ist sie fast eben so gut wie die der Stimmgabeln, sodass man mit ihnen bei Untersuchungen über die Hörgrenze bei verschiedenen Personen auch gewöhnlich die gleichen Resultate wie mit den letzteren erhält. Die Cylinder von c^6 bis c^7 können dabei auf ihrem Untersatze aufgehängt bleiben und da angeschlagen werden, wie Fig. 8 zeigt; die von d^7 bis e^8 müssen jedoch, an ihren beiden Fäden hängend, dicht vor dem Ohre gehalten werden, während man sie mit dem Hammer in ihrer Mitte

anschlägt. — Der Einwurf aber, welchen man gegen die Brauchbarkeit dieser Stahlcylinder für die Bestimmung der Hörgrenze mitunter hat machen wollen, dass man bei den nicht gehörten Tönen der kleinsten Cylinder gar nicht mehr

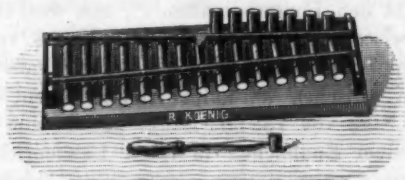


Fig. 8.

wissen könne, ob diese überhaupt noch vibriren, ist bekanntlich schon lange dadurch beseitigt worden, dass Ed. Hagenbach-Bischoff gezeigt hat, dass sich die Existenz ihrer unhörbaren Töne vermittelst der sensitiven Flammen sichtbar nachweisen lässt.¹⁾

2. Longitudinal schwingende Stäbe.

Die longitudinal schwingenden Stäbe werden schon in der Octave von c^5 bis c^6 zu kurz, um noch durch Anstreichen in ihrer Längenrichtung, sei es an einem Ende für den Grundton, sei es in ihrer Mitte für die Octave, bequem zum Tönen gebracht werden zu können, wo dann also nur übrig bleibt, sie durch Anschlagen einer ihrer Endflächen in der Richtung der Axe zu erregen. Hier ist es dann schon sehr schwer, die Stäbe in ihrer Mitte stark genug zu befestigen, um sie kräftig mit einem Stahlhammer anschlagen zu können, und ohne dabei ihre Tonhöhe beträchtlich zu verändern und auch ihre Schwingungsdauer in sehr hohem Grade zu beeinträchtigen, nur wenn man sie in ihrer Mitte bloß zwischen zwei Fingerspitzen hält, vibriren sie noch gut. Immer stellt sich bei ihnen aber der Uebelstand ein, dass beim Anschlagen zugleich mit dem Longitudinaltone auch ihr zweiter Transversalton mit drei Knoten entsteht, und zwar gewöhnlich mit einer solch grossen Intensität, dass er die Beobachtung des ersteren bei den tieferen Tönen schon sehr stark beeinträchtigt, bei den höheren aber in vielen Fällen sogar geradezu unmöglich macht, weil er

1) J. Violle, Cours de Physique 2. p. 26.

nämlich dann schon selbst so hoch geworden ist, dass man nicht mehr wissen kann, mit welchem der beiden Töne man es eigentlich zu thun hat, wie sich aus folgendem Beispiele ersehen lässt. Ein Stab von 316 mm Länge und 20 mm Durchmesser giebt den Longitudinalton c^6 , und den zweiten Transversalton zwischen d^4 und e^4 , um die Hälfte verkürzt sollte er also den Longitudinalton c^7 und den Transversalton mit drei Knoten zwischen d^6 und e^6 hören lassen, schlägt man aber diesen Stab von 158 mm Länge und 20 mm Durchmesser an einer seiner Endflächen in seiner Längenrichtung an, so hört man zwar einen tieferen, schnell verschwindenden Ton, und auch einen hohen starken, der für seine Höhe recht lange fortklingt, und hat auch durchaus den Eindruck, nun einen Transversalton des Stabes und seinen hohen Longitudinalton zu vernehmen; untersucht man jedoch die Sache näher, so findet man, dass der tiefere Ton, der tiefste Transversalton mit zwei Knoten des Stabes ist, der so schnell verschwindet, weil der Stab in der Mitte, also gerade in seinem Schwingungsbauche, mit den Fingern gehalten wird, der hohe vermeintliche Longitudinalton aber dem Transversalton mit drei Knoten entspricht, wovon man sich sofort dadurch überzeugen kann, dass man mit dem Stahlhammer den Stab transversal an einer Reihe dicht aufeinander folgender Punkte in seiner ganzen Länge anschlägt, wo man dann diesen Ton an seinen drei Knotenstellen vollständig verschwinden hört, während er an allen anderen immer stark, und an seinen beiden Enden und in der Mitte zwischen zweien seiner Knoten mit grösster Intensität hervorgerufen wird. Statt der beiden erwarteten Töne c^7 und dem Tone zwischen d^6 und e^6 hört man also den Transversalgrundton, welcher etwas höher als a^4 ist, und den Ton zwischen d^6 und e^6 , aber Nichts von dem Longitudinalton c^7 , da dieser wahrscheinlich von dem starken Transversaltone mit drei Knoten vollständig übertönt wird. Es ist also schon in dieser Gegend der Tonhöhen nichts Brauchbares mehr von den Longitudinaltönen zu erwarten, obgleich hier der Abstand des Transversaltones von dem Longitudinaltone doch noch immer etwa eine Septime beträgt, wollte man aber gar den Cylinder noch weiter verkürzen, um schliesslich seinen Longitudinalton c^8 zu erreichen, so würde der Transversalton sich nicht nur

bald seinem Longitudinaltone bis zum Unisono genähert haben, sondern sogar auch, wenn der Longitudinalton c^8 geworden wäre, über ihn schon um eine kleine Terz hinausgegangen sein. —

Soweit sich aber der Longitudinalton mit Sicherheit ohne Verwechslung beobachten lässt, also etwa bis in die Mitte der Octave von c^6 bis c^7 , zeichnet er sich vor den Tönen gleicher Höhe der transversal schwingenden Stäbe und auch der Stimmgabeln durch eine beträchtlich längere Dauer aus, und man erhält auch bei der Anwendung des Gesetzes, nach welchem die Längen der longitudinal schwingenden Stäbe im umgekehrten Verhältnisse ihrer Schwingungszahlen zu einander stehen, was die Richtigkeit der Tonhöhe anlangt, mit den berechneten Längen der Stäbe sehr gute Resultate, denn beispielsweise liessen drei Stäbe, deren Längen nach der Länge eines für c^4 gestimmten Stabes von 1250 mm Länge, für die Töne e^4 , g^4 , c^5 berechnet waren, e^4+2 , g^4+4 und c^5+8 v d hören, sodass sie also nur in sehr geringem Grade nach der Höhe zu höher als die absolut richtigen Schwingungszahlen wurden. Beiläufig sei denn auch noch bemerkt, dass bei den ersten vier harmonischen Longitudinaltönen einer Stahlstange von 3,086 m Länge, welche 836 Schwingungen machte, sich gar keine Abweichung von den erfordernten Schwingungszahlen nachweisen liess. —

3. Platten.

Um die Leistungsfähigkeit der Platten prüfen zu können, hatte ich eine Reihe von Quadratscheiben construiert, und die alle aus demselben etwa 1 mm dicken Messingbleche geschnitten waren, und deren tiefste bei der Figur des Diagonalenkreuzes direct auf c^1 gestimmt, etwa 112 mm Seitenlänge hatte und die dann für die Berechnung der Seitenlängen aller anderen als Grundlage gedient hatte.

Es ist sehr schwer, bei solch kleinen dünnen Platten die Tonhöhe mit grosser Genauigkeit zu bestimmen, denn erstens verändert sich dieselbe schon unter sonst gleichen Umständen beträchtlich mit der Amplitude der Schwingungen, sodass z. B. bei der Platte c^2 der Ton von ihrer grössten Schwingungsweite bis zur geringsten beim vollständigen Verklingen sich etwa um 8 bis 10 Schwingungen, bei der Platte c^3 um 4—5

vertiefte, und ferner treten bei ihnen auch noch ganz ebenso wie bei den transversal schwingenden Stäben, und aus denselben Gründen oft Stösse auf. Der grösste Uebelstand aber, auf welchen man stösst, wenn man mit Platten feste Töne herzustellen versucht, ist die bei ihnen sehr grosse Abhängigkeit ihrer Tonhöhe von der Art ihrer Befestigung. Um diese klar darzustellen, benutzte ich eine Platte c^3 , welche bequem in einer Zwinge zwischen drei Paaren kleiner runder Scheiben von 6, von 8 und von 10 mm Durchmesser festgeschraubt werden konnte. Diese Scheiben hatten alle eine durchaus gleiche Dicke, sodass bei gleicher Einstellung der pressenden Schraube die Platte zwischen ihnen sich immer unter demselben Drucke befand. Die Scheiben, wie die Platten waren in ihrer Mitte mit einem Löffelchen durchbohrt, durch welches ein auf der Unterlage befestigtes Stahlstäbchen von der Dicke einer etwas starken Nähnadel gerade hindurchgesteckt werden konnte, wodurch die richtige Lage der Scheiben und der Platte zu einander und zu der Mitte der pressenden Schraube immer gesichert war. Absolut genaue Tonbestimmungen konnten natürlich aus den schon angegebenen Gründen nicht erhalten werden, dann aber auch, weil in den meisten untersuchten Fällen der Ton der Platten nur während der Wirkung des Bogens dauerte und nicht frei nachtönte, und es immer äusserst schwer ist, während der Wirkung des Bogens einen Ton mit so durchaus isochronen Schwingungen ohne plötzliche Phasensprünge zu erhalten, dass er mit einer frei schwingenden Stimmgabel regelmässige Stösse bilden kann, doch waren die Mittelwerthe, welche ich erhielt, folgende. Die Platte auf die Spitze des Mittelfingers gelegt, mit der Spitze des Daumens gehalten, und nach dem Anstreichen durch Aufheben des Daumens in ihren grösstmöglich freien Schwingungszustand versetzt, machte 1028 Schwingungen; wurde sie dann der Reihe nach zwischen den Platten von 6, von 8 und 10 mm Durchmesser mit möglichst schwachem, aber immer gleichem Drucke eingeschoben, so waren ihre Schwingungszahlen entsprechend 1080, 1060 und 1096, und bei einem mittleren und dann stärksten Drucke wuchsen sie von 1030 bis zu 1040, von 1060 bis zu 1080 und von 1096 bis zu 1144, oder vom schwächsten bis zum stärksten Drucke um 10, um 20 und

um 48 Schwingungen, sodass demnach der Unterschied zwischen den Tönen der möglichst frei schwingenden, und der unter stärkstem Drucke zwischen zwei Scheiben von etwa einem Sechstel ihrer Seitenlänge im Durchmesser vibrirenden Platte fast einen ganzen Ton betrug.

Bei möglichst freischwingenden und auch nachklingenden Platten bestätigt sich aber allerdings das Gesetz, nach welchem ihre Schwingungszahlen im umgekehrten Verhältnisse ihrer Oberflächen, oder der Quadrate ihrer Seitenlängen zu einander stehen, sehr wohl, denn von zwei Platten nach demselben für c^2 und c^4 construirt, schwankte der Ton der ersteren zwischen ungefähr 512 und 504, und der letzteren zwischen 2045 und 2046 Schwingungen bei den verschiedenen Amplituden, es ist aber eben nicht möglich, sehr kleine Platten mit sehr hohen Tönen gut in Schwingungen zu versetzen, ohne sie stark zu befestigen, und auch wenn dieses möglich wäre, würden sich Platten doch noch immer nicht zur Herstellung von Reihen fester Töne eignen, welche zur Bestimmung der Hörgrenze dienen sollen, wegen der Schwäche ihrer Töne, die für Ohren, welche sonst noch c^7 und d^7 gut hören können, schon in dem untersten Theile der Octave von c^6 bis c^7 unvernnehmbar werden.

Sehr gut eignen sich dagegen kleine Platten dazu, um überhaupt die Existenz vollständig unhörbarer Töne bequem zur Darstellung zu bringen, denn man erhält ohne Schwierigkeit beim einfachen Anstreichen mit dem Bogen das Kreuz der Diagonalen noch auf Quadratscheiben, deren Seitenlänge nicht mehr als 9,9 mm beträgt, und deren Ton c^6 wohl für alle Ohren schon vollständig unhörbar sein dürfte. Ich habe dieses Diagonalkreuz sogar noch auf einer Quadratscheibe von 8,85 mm Seitenlänge erhalten, deren Ton also c^6 sein musste, was aber schon etwas schwieriger war. Man hat übrigens für dieses Experiment gar keine besondere Platte nöthig, sondern kann dazu irgend ein kleines Geldstück trotz seiner geprägten Oberfläche verwenden, denn Silbermünzen von 10 und 4 Sous, 4 Pfennigen und 3 Pence gaben mir ganz gleich gute Resultate. Die kleine Münze wurde dabei zwischen den zwei sich gegenüberstehenden abgeplatteten Spitzen zweier Schrauben in einer kleinen Zwinge eingeklemmt, welche selbst in einem Schraubstock befestigt war, und ausserdem auch noch, um ihre Drehung

um ihren Befestigungspunkt während des Anstreichens zu verhindern, ein Punkt auf ihrer Oberfläche nahe am Rande mit einer Stahlspitze festgelegt. —

Bei dieser Gelegenheit möchte ich noch eine Beobachtung, welche ich an kleinen Platten gemacht, obgleich sie eigentlich nichts mit den höchsten Tönen zu thun hat, hier mittheilen, da sie, wie ich glaube, noch nie beschrieben worden ist. Man kann nämlich auf kleinen Platten ausser den bei grösseren für ihre tiefsten Töne bekannten Chladni'schen Figuren, die bei Kreisscheiben aus zwei sich rechtwinklig schneidenden Diametern, und auf Quadratscheiben in einem Kreuze zweier durch ihren Mittelpunkt parallel zu ihren beiden Seiten laufenden Linien bestehen, auch noch Schwingungsformen mit nur einer einzigen geraden Linie erhalten, welche auf der Kreis-



Fig. 9.

scheibe die Lage irgend eines ihrer Durchmesser haben kann, auf der Quadratscheibe eine Diagonale, oder eine ebenfalls durch ihren Mittelpunkt gehende Parallellinie zu einer Seite bildet. So erhält man auf einer Quadratscheibe von 19,8 mm Seitenlänge, welche für das Diagonalenkreuz auf den Ton $c^6(ut_9)$ zugeschnitten war, wenn sie mit dem Kreuz der zu ihren Seiten parallelen Linien schwingt, natürlich $f^6(fa_7)$, dann aber auch noch bei der Bildung nur einer Diagonale $f^4(fa_6)$ und bei nur einer Parallellinie zu einer Seite $f^{is^4}(fa_{\sharp 6})$ (Fig. 9). In diesen beiden letzten Fällen schwingen die beiden gleichen Hälften der Platte, in welche sie durch die gerade Linie getheilt wird, mit gleichen Zeichen, wie die beiden Zinken einer schwingenden Stimmgabel sich gleichzeitig einander nähern und von einander entfernen, und wie es auch ein kleiner schmaler Stab von der Dicke der Platte und der Länge ihrer Seite thut, der in seiner Mitte in gleicher Weise wie die Platte festgeschraubt ist und an einem seiner Enden angestrichen wird, der dann auch nur eine durch seinen Mittelpunkt gehende Querlinie zeigt und auch den gleichen Ton wie die Platte mit nur einer

Querlinie giebt. Die Platte bildet also bei der Theilung durch nur eine gerade Linie gleichsam eine Stimmgabel mit Zinken, deren innere Flächen in derselben Ebene liegen, und deren Stiel durch die Klemmschrauben gebildet wird.

Mit zunehmender Grösse der Platte wird es immer schwerer, die Figuren mit einer einzigen Linie zu erhalten, und nimmt auch die Schärfe derselben mehr und mehr ab, sodass schon auf einer Quadratscheibe von 80 mm Seitenlänge sie sich nur noch sehr unvollkommen bilden.

4. Orgelpfeifen.

Nach Cavaillé Coll soll die Länge der offenen rechteckigen Orgelpfeifen gleich der halben theoretischen Wellenlänge ihres Tones weniger ihrer doppelten Tiefe sein, und die der gedeckten Pfeifen gleich der theoretischen Viertelwelle, ebenfalls weniger ihrer doppelten Tiefe. Dieses, obgleich nur durch die Erfahrung gefundene und vollständig empirische Gesetz bestätigt sich in der Praxis dennoch ganz vortrefflich, wie man sich davon z. B. durch eine Reihe von neun Orgelpfeifen überzeugen kann, welche nach diesem Gesetze construirt sind, und von denen fünf bei gleicher Tiefe verschiedene Längen haben und die Töne c' , d' , e' , f' , g' geben, vier aber gleich lang und verschieden tief, d' , e' , f' , g' , hören lassen.¹⁾ Die gute Uebereinstimmung dieses Gesetzes mit den Beobachtungen lässt sich ebenso auch noch bis zu c^6 direct ohne jede Schwierigkeit nachweisen, und es ist daher kein Grund vorhanden, weshalb es nicht auch noch für höhere Töne sollte gelten können. Ich construirte also im Jahre 1876 für die Ausstellung in Philadelphia nach diesem Gesetze und unter der Annahme einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles von 340 m, eine Reihe von 19 offenen Orgelpfeifen für die Töne der diatonischen Tonleiter von c^5 bis g^7 , deren tiefste eine Länge von 33,5 bei 4 mm Tiefe hatte, deren höchste g^7 , aber 5 mm lang und 0,9 mm tief war. Diese Pfeifen, welche ich noch besitze, tönen am besten, wenn sie von c^5 bis e^6 unter einem Wasserdrucke von 80 mm angeblasen werden, von e^6 bis a^6 unter einem von 100 mm und

1) Cat. Nr. 97. 1889.

von a^6 bis g^7 unter einem von 120 mm. Ihre Töne sind in sehr hohem Grade von der Stärke des Anblasens abhängig, sodass z. B. der Ton der Pfeife c^6 beim Anblasen unter fortschreitendem Wasserdrucke von 35 bis zu 120 mm um ungefähr 150 Schwingungen, also etwa um einen halben Ton stieg. Infolge dessen reichen schon sehr geringe Druckveränderungen während des Anblasens hin, die Töne dieser Pfeifen beständig höher und tiefer werden zu lassen, wie das in auffälliger Weise sich durch die grossen Schwankungen der Tonhöhe der Stosstöne zu erkennen giebt, welche sich bei den Intervallen der Pfeifen von c^6 bis a^6 gut beobachten lassen.

Wollte man nun die Richtigkeit des betreffenden Gesetzes auch noch für die höchsten Töne prüfen, so könnte man dieses natürlich thun, indem man die Tonhöhe aller dieser Pfeifen mittelst der schon einmal erwähnten Methode von Lord Rayleigh mit der sensitiven Flamme oder mittelst der Staubfiguren bestimmte, eine solche specielle Untersuchung lag jedoch nicht im Plane dieser Arbeit, und so begnügte ich mich damit, nur die Töne der Pfeifen von c^6 bis a^6 noch mittelst der Stosstöne zu bestimmen, welche jede dieser Pfeifen, unter möglichst gut regulirtem constanten Drucke angeblasen, mit Stimmgabeln von genau bekannter Tonhöhe hören liess, und ich fand dabei, dass nach den erhaltenen Mittelwerthen sämtliche Pfeifen von c^6 bis a^6 etwas zu hoch waren, ungefähr im Verhältniss von 25:26, und dass diese Erhöhung constant zu sein schien und kein regelmässiges Steigen oder Abnehmen nach der Höhe zu erkennen liess.

Man kann, denke ich, hiernach wohl annehmen, dass in keinem Falle die noch höheren Pfeifen plötzlich eine grosse Vertiefung erfahren sollten, besonders da ihre Dimensionen noch alle für Orgelpfeifen gut passende Verhältnisse haben, indem selbst bei g^7 sich die Tiefe zur Länge noch wie 1:5,5 verhält, und dass folglich auch noch die für c^7 bis g^7 construirten Pfeifen wirklich noch ziemlich genau diese Töne geben dürften, dann aber würden sie die wichtige Thatsache sehr klar beweisen, dass die Hörbarkeit der höchsten Töne nicht allein von ihrer Schwingungszahl und Intensität, sondern auch noch beträchtlich von ihrer Dauer abhängt, denn Personen, die sonst nur c^7 und d^7 noch gut hören, vernehmen

die Pfeifentöne noch bis g^7 , wenn auch nicht immer gleich im Augenblicke, in welchem die Pfeife anspricht, aber nachdem ihr Ton schon einige Zeit auf das Ohr gewirkt hat.

5. Saiten und Membranen.

Die durch Spannung elastischen Körper, die Saiten und Membranen, sind für die Erzeugung der höchsten Töne durchaus unbrauchbar. Eine Claviersaite, welche auf einem Monocord bei einer Länge von 1 m c (ut_2) giebt, müsste für die Töne c^5 , c^6 , c^7 entsprechend schon bis zu 31,2, 15,6 und 7,8 mm verkürzt werden, also bis zu Längen, bei denen die Stahlsaite schon durchaus nicht mehr die nöthige Geschmeidigkeit besitzt, um auf sie noch die allgemeinen Schwingungsgesetze der Saiten anwenden zu können, da selbst ein 200 bis 250 mm langes Stück derselben, an einem seiner Enden in horizontaler Lage befestigt, in dieser noch durch eigene Steifheit bis zu seinem anderen Ende verbleiben kann. Die Membranen sind aber ganz unfähig, sehr hohe Töne hervorzubringen, wenn sie auch durch solche noch in Mitschwingungen versetzt werden können, wie der auf runde Membranen von Goldschlägerhaut aufgestreute Sand zeigt, indem er in Bewegung geräth und sich in Linien zu lagern sucht, wenn die Membranen in einiger Entfernung über hohen Pfeifen gehalten werden. Eine Membrane von 20 mm Durchmesser zeigte in dieser Weise ihr Mitschwingen bis e^7 (mi_9) an, und eine von 15 mm bis g^7 (sol_9). Dass es in diesem Falle aber wirklich die Töne waren, welche die Bewegung des Sandes verursachten, und nicht etwa der aus dem offenen Ende der Pfeife austretende Luftstrom, davon konnte man sich dadurch zweifellos überzeugen, dass beim directen Anblasen mit continuirlichem Luftstrome die Membranen in vollständiger Ruhe blieben.

6. Mechanisch erzeugte Impulse.

Um Töne vermittelt mechanisch erzeugter Impulse hervorzubringen, hat man Zahnräder und Sirenen angewendet, von welchen letztere mir durchaus den Vorzug zu verdienen scheinen. Die Sirenenscheibe, welche ich für die höchsten Töne construirt¹⁾ hat einen Durchmesser von 1 m bei einer

1) Cat. Nr. 52. 1889.

Dicke von 1,5 mm und trägt zehn Kreise von 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512, 640, 768 und 1024 Löchern, sodass die Töne, welche sich mit ihr bei gleicher Rotationsgeschwindigkeit erzeugen lassen, einen Umfang von sieben Octaven haben, wodurch es leicht wird, selbst bei Anwendung eines Rotationsapparates ohne directes Zählerwerk, in allen Fällen die Schwingungszahlen ihrer höchsten Töne durch die immer leicht zu schätzende Tonhöhe ihrer tieferen zu bestimmen. Die absolute Höhe der Töne dieser Scheibe kann natürlich soweit getrieben werden, als die Leistungen des Rotationsapparates, über den man verfügen kann, gestatten, die Intensität und Hörbarkeit derselben hängt aber in hohem Grade von der Stärke des anblasenden Windes ab, und ich glaube, dass man dieses oft beim Experimentiren ausser Acht gelassen hat, indem man annahm, dass beim Anblasen mit jeder Windstärke immer nothwendig ein der angeblasenen Löcherzahl entsprechender Ton entstehen müsse. Die Tonbildung beruht aber bei der Sirene darauf, dass der anblasende Wind durch die an der Windröhre vorbeigehenden Löcher durchfahren und somit auf der freien Seite der Scheibe Explosionen bewirken könne. Wenn man nun aber z. B., um c^8 zu erhalten, eine Reihe von 32768 Löchern mit Zwischenräumen, welche ihrem Diameter gleich sind, in einer Secunde anblasen will, so würde der Wind an der Stelle, wo er in die Oeffnungen eindringt, schon die Schnelligkeit von $32768 \cdot 1,5 \text{ mm} = 49 \text{ m}$, 1520 in der Secunde, haben müssen, um nur überhaupt in sie bis zur anderen freien Seite der Sirenscheibe einzudringen, und folglich eine noch viel grössere, um auf dieser Seite noch heraustreten zu können, um Tonimpulse zu erzeugen.

Es ist sehr schwer, Scheiben von dem angegebenen grossen Durchmesser und verhältnissmässig geringer Dicke so eben herzustellen, dass ihre Ränder bei der Drehung ohne jede oscillirende Bewegung bleiben sollten, doch verschwindet diese bei einer grossen Rotationsgeschwindigkeit fast ganz, indem bei ihr die Scheibe durch die Centrifugalkraft zu einer wirklich ganz ebenen Fläche gemacht wird. Wenn der Rotationsapparat es gestattet, kann man die Sirenscheibe auch auf demselben zwischen zwei starken, ganz ebenen Holzscheiben von 0,50 m Durchmesser einspannen, über die dann

nur der 250 mm breite Rand mit den zehn Löcherreihen hervorragt, wodurch dann auch schon bei langsamer Rotationsbewegung die Oscillationen der Ränder fast ganz beseitigt werden.

Die Resultate der im Vorhergehenden mitgetheilten Untersuchungen sind also der Hauptsache nach die folgenden:

I.

1. Man kann mittelst der Stosstöne Stimmgabeln mit grosser Genauigkeit für Töne von c^5 bis f^{12} stimmen, wenn diese Stimmgabeln stark genug sind und eine gute Schwingungsfähigkeit haben.

Die Stosstöne kann man mit Stimmgabeln von c^5 bis a^5 noch gut durch Anschlagen erzeugen, über a^5 hinaus muss man aber die beiden Gabeln immer zugleich mit demselben Bogenstriche zum Vibriren bringen.

2. Die Intervallweite, in deren Grenzen Stosstöne für einen gegebenen Grundton möglich sind, nimmt mit der Höhe desselben immer mehr ab und beträgt schliesslich für den Grundton f^7 nur noch einen halben Ton.

Die Intervallweiten der Grundtöne vom gr. C bis f^7 lassen sich in einer ununterbrochenen Curve darstellen (Fig. 1).

Stosstöne können auch noch gehört werden, wenn die sie erzeugenden primären Töne schon über der Grenze der Hörbarkeit liegen.

Die Hörbarkeit der oberen Stosstöne der ersten Periode, wie die der unteren Stosstöne der zweiten hängt wie bei den anderen von dem absoluten Abstände des primären höheren Tones vom Grundtone ab, während seine Stellung zur Octave dieses Grundtones gleichgültig ist.

Bei den Sechstenintervallen 3:5, mit den hohen Grundtönen c^5 und d^5 gebildet, wird der obere Stosston nur noch allein, und zwar sehr stark, gehört.

Als Hilfsmittel beim praktischen Stimmen hat man nur die unteren Stosstöne der ersten Periode, deren Schwingungszahl gleich der Differenz der Schwingungszahlen ihrer primären Töne ist, anzuwenden, und welche am deutlichsten bei

denjenigen Intervallen entstehen, deren oberer primärer Ton etwa in die Mitte der ganzen Intervallweite für Stosstöne des Grundtones fällt.

Die Tonhöhe der Stosstöne kann man in diesen hohen Lagen wegen ihrer kurzen Dauer nur durch ihre Vergleichung mit Hilfsstimmgabeln mittelst des musikalischen Gehörs bestimmen, ein hierbei begangener Irrthum entspricht aber immer nur einem sehr viel kleineren Fehler in der Stimmung der primären Töne.

3. Vermittelst der Kundt'schen Staubfiguren lassen sich auch die Tonhöhen von Stimmgabeln bestimmen, welche viel zu schwach sind, um Stosstöne erzeugen zu können.

Man kann mit Hülfe der Staubfiguren Stimmgabeln für alle Töne von c^5 bis über f^9 hinaus zu 90000 Schwingungen (180000 *vs*) mit grosser Genauigkeit stimmen (Fig. 2, 3, 4, 5).

4. Die angewendeten Röhren können für die Töne von c^5 bis c^7 noch eine Länge von 100 Halbwellen haben, müssen aber über c^7 hinaus einer immer kleineren Anzahl von Halbwellen entsprechen, welche schon in der Mitte der Octave von c^8 bis c^9 nicht mehr 40 überschreiten darf.

Der Durchmesser der Röhren kann für den Ton c^5 gleich der Länge seiner Viertelwelle sein, muss dann aber von c^5 bis zu c^6 bis zur Länge einer Halbwelle heranwachsen und über diesen Ton hinaus bis zu den höchsten Tönen hinauf, dann aber nur noch bis zu ungefähr zwei Drittel der ganzen Wellenlänge zunehmen.

In einer zu weiten Röhre bilden sich die Rippen der Staubwellen nicht mehr senkrecht zu ihrer Axe, sondern neigen sich periodisch den beiden entgegengesetzten Richtungen zu.

Bei einem zu kleinen Durchmesser der Röhre bilden sich die Staubwellen nur noch gut in dem ihrem geschlossenen Ende zunächst liegenden Theile derselben, sind unregelmässiger und haben eine durchschnittlich geringere Länge, welche auch noch von der Intensität des Tones sehr abhängig ist (Fig. 6).

5. Die Prüfung einer mittelst der Stosstöne gestimmten Stimmgabelreihe von c^5 bis f^7 mit der Methode der Staubfiguren zeigt, dass beide Methoden für diese Töne fast gleiche Resultate geben.

II.

1. Transversal schwingende Stäbe werden weniger als alle anderen Körper durch die Art ihrer Befestigung in der Freiheit ihrer Schwingungen beeinträchtigt.

Die Stösse, welche sie immer beim Anschlagen hören lassen, kann man bei der Bestimmung ihrer Tonhöhe ausser Acht lassen.

Die nach den berechneten Längen hergestellten Stäbe lassen nach der Höhe zu eine Vertiefung erkennen, welche für ein Sechstenintervall etwa einen Viertelton zu betragen scheint.

Die Hörbarkeit der Töne dieser Cylinder ist fast ebenso gut, wie die der Stimmgabeln und auch die höchsten, unhörbaren der Reihe, welche bis c^8 reicht, schwingen noch wirklich beim Anschlagen.

2. Longitudinal schwingende Stäbe können schon von etwa g^5 oder a^5 ab nur noch durch Anschlagen erregt werden, wobei immer starke Transversaltöne störend mit auftreten.

Schon zwischen c^6 und c^7 hört die Möglichkeit auf, die Longitudinaltöne noch mit Sicherheit beobachten zu können, so weit sie aber erkennbar sind, haben sie eine grössere Stärke und eine längere Dauer als die Töne gleicher Höhe aller anderen festen Körper.

Die nach dem Längengesetze zugeschnittenen Stäbe lassen nach der Höhe zu nur eine ganz geringe Erhöhung wahrnehmen und die longitudinalen Theiltöne einer langen Stahlstange scheinen sogar in den absolut rein harmonischen Verhältnissen zu ihrem Grundtone zu stehen.

3. Die Töne der Platten hängen sehr von der Amplitude ihrer Schwingungen ab und sind in sehr hohem Grade durch die Befestigungsart in der Freiheit ihrer Schwingungen beeinträchtigt, auch sind ihre Töne zu schwach, um zur Bestimmung der Hörgrenze dienen zu können.

An kleinen Platten lässt sich die Existenz unhörbarer Töne hübsch demonstrieren, auch kann man an ihnen eine besondere Schwingungsart beobachten, welche grössere Platten nicht zeigen (Fig. 9).

4. Die Töne der hohen Orgelpfeifen von c^5 bis g^6 sind sehr von der Windstärke beim Anblasen abhängig, doch scheint

sich auch bei ihnen das empirische Gesetz von Cavaillé Coll gut zu bewähren.

Man kann an ihnen wahrnehmen, wie sehr die Hörbarkeit eines Tones auch von seiner Dauer abhängt.

5. Saiten und Membranen sind für die Erzeugung höchster Töne unbrauchbar.

6. Bei grossen Sirenenscheiben wird die Grenze ihrer höchsten Töne nicht nur durch den Rotationsapparat bedingt, sondern auch noch durch die Stärke und somit auch Geschwindigkeit des Windes, welche immer gross genug sein muss, dass derselbe auch wirklich durch die Löcher der Scheibe hindurchdringen kann.

Paris, Juni 1899.

(Eingegangen 7. Juli 1899.)

**2. Experimentelle Untersuchungen
über die Geschwindigkeit und die magnetische
Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen;
von E. Wiechert.**

(Aus den Nachrichten der Kgl. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen,
Math.-phys. Klasse, Heft 3. p. 260. 1898, in etwas veränderter Form mit-
getheilt vom Verfasser.)

§ 1. Vorwort.

Den Anlass für die weiterhin beschriebenen Versuche gab Röntgen's Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen. Aus der Art ihrer Entstehung und aus ihrem Verhalten glaubte ich schliessen zu dürfen, dass sie elektromagnetische Wellen von sehr kurzer Schwingungsdauer oder — noch wahrscheinlicher — von stossartigem Charakter sind, die durch Zusammenprallen der von der Kathode fortgeschleuderten Theilchen der Kathodenstrahlen mit entgegenstehenden materiellen Theilchen verursacht werden. Diese Ansicht, die ich in einer im Frühjahr 1896 veröffentlichten Abhandlung¹⁾ näher ausführte, verlangt die Richtigkeit der Emissionshypothese der Kathodenstrahlen und setzt in diesen weit grössere Geschwindigkeiten voraus, als in den Wärmebewegungen selbst bei den höchsten unseren Beobachtungen zugänglichen Temperaturen im Mittel vorkommen. Ich musste daher versuchen, die damals noch vielfach und von hervorragenden Physikern angegriffene Emissionshypothese zu stützen und ein Urtheil über die Geschwindigkeit der Strahlen zu gewinnen. Indem ich für diesen Zweck Beobachtungen über das Potentialgefälle im Entladungsrohr und über die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen combinirte²⁾, ergaben sich ausserordentlich hohe Werthe für die Geschwindigkeit, Werthe, die hinter der Lichtgeschwindigkeit nicht gar weit zurückblieben. Dies ist freilich in vortrefflicher Uebereinstimmung mit der Ausgangs-

1) E. Wiechert, *Abb. d. Physikal.-ökonom. Gesellsch. in Königs-
berg i. Pr.* 37. p. 1. 1896.

2) Vgl. den weiter unten citirten Vortrag vom 7. Januar 1897.

hypothese über die Röntgenstrahlen; es ergab sich nun aber weiter, dass die Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen weit grösser ist, als möglich wäre, wenn sie aus Strömen der gewöhnlichen chemischen Atomen oder Atomgruppen beständen. Sollte die Emissionshypothese überhaupt beibehalten werden, so blieb nur übrig, zu schliessen, dass die von der Kathode fortgeschleuderten Theilchen vielmals geringere Masse als die Wasserstoffatome besitzen. Hierdurch gewann die Frage nach der Natur der Kathodenstrahlen für die von mir in naher Uebereinstimmung mit H. A. Lorentz vertretene Theorie der Elektrodynamik eine fundamentale Bedeutung, denn es drängte sich die Vermuthung auf, dass in den Strahlen eben jene elektrischen speciellen materiellen Atome sich frei bewegen, deren die Theorie bedarf, um die metallische Leitung und die Aenderung der molecularen Ladung in ihr System befriedigend einzureihen.

Unter solchen Umständen stellte ich mir die Aufgabe, die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen direct, ohne Benutzung der Emissionshypothese, zu messen, um so die neu gewonnene Anschauung einer entscheidenden Prüfung zu unterziehen.

Meine Arbeiten im mathematisch-physikalischen Institut der Königsberger Universität, die Anfang 1897 abgebrochen werden mussten, führten zunächst noch nicht zum Ziel. Es gelang nur sicherzustellen, dass die Geschwindigkeit jedenfalls so gross ist, dass die Annahme gewöhnlicher chemischer Ionen völlig ausgeschlossen wird. Ueber die vorläufigen Resultate und die sich anschliessenden Folgerungen berichtete der Vortrag¹⁾: I. *Ueber das Wesen der Elektrizität*, II. *Experimentelles über die Kathodenstrahlen*, am 7. Januar 1897. Hier folgerte ich, dass die Masse der Theilchen in den Kathodenstrahlen 2000—4000 mal kleiner sei, als die der Wasserstoffatome. —

Dank dem Entgegenkommen von Hrn. Geheimrath Prof. Dr. Voigt und der Unterstützung der Königl. Gesellschaft der

1) Vollständig abgedruckt in den Sitzungsber. d. Physikal.-ökonom. Gesellsch. zu Königsberg i. Pr. 38. p. 1—16. 1897; im ersten Theile abgedruckt in der Naturwissenschaftl. Rundschau, Mai 1897. — Ein Referat geben die Beibl. 21. p. 448. 1897. (Am Schlusse steht hier zweimal irrthümlich 200 an Stelle von 2000.)

Wissenschaften in Göttingen konnte ich die Experimente im Sommer 1897 wieder aufnehmen und hatte dieses Mal den gewünschten Erfolg: *Es wurde möglich, die Geschwindigkeit zu messen, und die erhaltenen Werthe lagen wirklich in dem von den theoretischen Erwägungen vorgesehenen Intervalle.*

Auf der *Naturforscherversammlung in Braunschweig*, September 1897, gab ich einen vorläufigen Bericht¹⁾; eine ausführlichere Mittheilung, die auch spätere Beobachtungen berücksichtigt, folgt weiterhin. Insbesondere wurden genauere Messungen über die magnetische Ablenkbarkeit hinzugefügt, um ein schärferes Urtheil über die Masse der bewegten Theilchen zu gewinnen als in der ersten Veröffentlichung vom 7. Januar 1897.

Durch das positive Resultat der Untersuchung (in Verbindung mit den neueren hierher gehörigen Entdeckungen und Messungen von anderer Seite) wird eine sichere experimentelle Stütze für die folgenden Ansichten gewonnen, welche ich in früheren Arbeiten²⁾ nur mit grösster Zurückhaltung aussprechen durfte:

Die „elektrische Ladung“ eines jeden materiellen Theilchens bedeutet eine elektrodynamische Verkettung mit dem Aether, welche in der Eigenart des Theilchens fest begründet ist und sich niemals ändert. Jede Aenderung der Ladung eines materiellen Körpers ist zugleich eine Aenderung seines materiellen Bestandes und jeder elektrische Strom eine Convection der Elektrizität durch materielle Theile. Bei der metallischen Leitung bewegen sich gewisse elektrische Atome, welche neben den Atomen der Chemie vorhanden sind, und diese besonderen Atome werden ausgetauscht, wenn bei elektrolytischen Vorgängen die molecularen Ladungen sich ändern. — Die „Elek-

1) E. Wiechert, Verhandl. d. Gesellsch. Deutscher Naturforscher u. Aerzte, Vers. zu Braunschweig, 2. Theil, I. Hälfte p. 50—52. 1897.

2) E. Wiechert, Sitzungsber. d. Physikal.-ökonom. Gesellsch. zu Königsberg i. Pr. 35. p. [4]. 1894; Abh. ders. Gesellsch. 37. p. 1. 1896; Naturwissenschaftl. Rundschau 11. Nr. 47. 1896. — Vgl. auch die neueren Arbeiten: Nachrichten d. Kgl. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Klasse, p. 1. 1898, und Festschrift zur Feier der Enthüllung des Gauss-Weber-Denkmales in Göttingen. II. Theil. Leipzig bei Teubner. 1899.

tricität“ wird so gewissermaassen zur Materie selbst, bez. zu einer Erscheinungsform der Materie. —

Durch die Kathodenstrahlen wird nur die Existenz besonderer *negativer* Atome angezeigt. Wir besitzen, so weit ich sehe, kein bestimmtes Anzeichen dafür, dass es auch eine entsprechende Art positiver Atome giebt. Selbst das Hallphänomen in Metallen verlangt diese Annahme nicht, denn zu seiner Erklärung ist es nicht nothwendig, eine fortschreitende, sondern es genügt eine hin- und hergehende Bewegung von positiven Theilchen anzunehmen. — Natürlich ist trotzdem selbst die weitest gehende Hypothese denkbar, dass die Materie sich ganz in zwei Arten von elektrischen Atomen, eine negative und eine positive, auflösen lässt. —

Es gereicht mir zu hoher Freude, den Directoren der physikalischen Institute in Königsberg und Göttingen, den Herren Professoren Volkmann, Voigt und Riecke, sowie der *Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen* für die gütige Unterstützung meiner Arbeit an dieser Stelle meinen tiefgefühlten Dank aussprechen zu können.

§ 2. Methode der Geschwindigkeitsmessung.

Frühere Schätzungen und Messungen der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ohne Benutzung der Emissionshypothese liegen vor von Goldstein¹⁾, Spottiswoode und Fletcher Moulton²⁾, J. J. Thomson³⁾ und Th. Des Coudres.⁴⁾ Die Methoden von Goldstein und von Spottiswoode und Fletcher Moulton, welche die Deflexion der Kathodenstrahlen an einer zweiten Kathode benutzen, können nach unseren heutigen Kenntnissen nicht als einwandfrei anerkannt

1) E. Goldstein, Monatsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin Jahrg. 1880. p. 122; Wied. Ann. 12. p. 101. 1880.

2) W. Spottiswoode u. Fletcher Moulton, Phil. Trans. Roy. Soc. 171. p. 627. 1880.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. 38. p. 358. 1894.

4) Th. Des Coudres, Verhandl. d. physikal. Gesellsch. zu Berlin 14. p. 86. 1895; 16. p. 157. 1897; Verhandl. d. Gesellsch. Deutscher Naturforscher u. Aerzte, Verz. zu Frankfurt a. M., 2. Theil, I. Hälfte p. 69. 1896.

werden¹⁾, so gilt denn das Gleiche auch von ihren Resultaten. Nach Goldstein wäre die Geschwindigkeit grösser als 800 000 m/sec, nach Spottiswoode und Fletcher Moulton erheblich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit. — J. J. Thomson benutzte den rotirenden Spiegel, um die Zeitdifferenz des Aufleuchtens zweier in verschiedener Entfernung von der Kathode befindlichen phosphorescirender Flächen zu beobachten. Er fand eine Geschwindigkeit von 200 000 m/sec, hat dieses Resultat aber neuerdings selbst als viel zu klein aufgegeben. Th. Des Coudres wendete zur Zeitmessung elektrische Schwingungen an und stellte fest, dass die Geschwindigkeit jedenfalls grösser als 2 000 000 m/sec ist; über die Methode werden weiterhin noch nähere Angaben gemacht werden.

Für meine eigenen Messungen schien mir der rotirende Spiegel im Hinblick auf die zu erwartenden ausserordentlich hohen Geschwindigkeiten zu wenig Aussicht auf Erfolg zu bieten, und ich entschloss mich daher, nach dem Vorgang von Des Coudres, die elektrischen Schwingungen zu verwerthen.

Die Geschwindigkeitsmessung verlangt, das Zeitintervall festzustellen, in dem eine gewisse Strecke von den Strahlen durchlaufen wird. In unserem Falle muss hierzu Beginn und Ende des Laufes auf die Schwingungsphasen des messenden elektrischen Systemes bezogen werden. In Bezug auf den Beginn ist das Nächstliegende jedenfalls, ebenso wie Des Coudres bei seinen wirklichen Messungen, die Beobachtungsmethode dadurch zu vereinfachen, dass man die Aussendung der Kathodenstrahlen dem messenden System selbst überträgt. Dann kann der Anfang der Messstrecke an die Elektrode selbst gelegt werden, und der Beginn des Laufes der Strahlen ist dadurch bestimmt, dass er vor sich geht, während das System negative Elektrizität zur Elektrode schickt. Zur zeitlichen Festlegung der Ankunft der Strahlen kann man entweder, wie Des Coudres, das Verhalten der Strahlen gegen die magnetische Einwirkung eines stromführenden Theiles des messenden Systemes, oder das Verhalten gegen die elektrische Einwirkung einer zweiten Elektrode benutzen.

1) Vgl. die eingehendere Besprechung in der Originalabhandlung, Gött. Nachrichten, Math.-phys. Klasse, Heft 1. 1898.

Experimente dieser Art im Herbst 1896 zeigten mir, dass wenig Aussicht vorhanden ist, so zum Ziele zu kommen, denn es war nicht möglich, auch nur annähernd genügend lange Kathodenstrahlen zu erhalten. Im Interesse des Folgenden ist nöthig, dieses etwas näher auseinanderzusetzen.

T sei die Dauer einer vollständigen Schwingung des messenden Systemes, L die Wellenlänge der zugehörigen elektrodynamischen Wellen, sodass

$$L = TV$$

ist, wenn V die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Es sei ferner l die Länge der von den Kathodenstrahlen durchlaufenen und zur Messung der Geschwindigkeit verwertheten Bahnstrecke, t das zugehörige Zeitintervall, dann ist

$$l = tv,$$

wenn v die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen bedeutet, und wir erhalten:

$$\frac{v}{V} = \frac{l}{L} \cdot \frac{T}{t}.$$

l und L sind leicht festzustellen, um also den gesuchten Quotienten v/V zu bestimmen, ist erforderlich t/T zu messen, d. h. den Werth der Wegzeit t in Einheiten der Periode T aufzusuchen.

t darf gegenüber T nicht zu klein sein, denn die Beobachtung kann nur dann zu einem positiven Resultat führen, wenn die Einwirkung des messenden System am Ende der Bahn merklich anders ist als am Anfang, wenn also nach Verlauf der Zeit t die Phase der Schwingungen sich merklich geändert hat. Man kann hoffen, mit einer Viertelperiode auszukommen; verlangen wir demgemäss $t \geq \frac{1}{4} T$, so ergibt sich als Bedingung für die Brauchbarkeit der experimentellen Anordnung:

$$l \geq \frac{L}{4} \cdot \frac{v}{V}.$$

Erzeugt man die Kathodenstrahlen mittels der Entladungen von Leydener Flaschen unter Benutzung des Teslatransformators, so kann mit der Wellenlänge L des elektrischen Systemes auf 60 m bequem herabgegangen werden. Setzen wir ferner, entsprechend meinen Vorversuchen, $v \geq \frac{1}{10} V$, so müsste für die

Bahn der Kathodenstrahlen mindestens die Länge $l = 1,5$ m verlangt werden. Für $v = \frac{1}{2} V$ wäre schon $l = 3$ m nothwendig.

Bei der gewöhnlichen Erzeugungsweise der Kathodenstrahlen mittels eines Funkeninductors ist es nun freilich nicht schwierig, die Kathodenstrahlen meterweit zu verfolgen, wenn man nur die Vorsicht gebraucht, durch passend aufgestellte Magnete die ablenkende Wirkung des Erdmagnetismus aufzuheben; ganz anders aber gestaltet sich die Sache bei den schnellen Schwingungen des Teslatransformators. Einmal werden weit grössere Gasdichten im Entladungsrohr nothwendig, was stärkere Absorption zur Folge hat, dann aber, und das ist die Hauptsache, wird bei schnellen Schwingungen der Gang der Kathodenstrahlen schon in verhältnissmässig geringen Entfernungen von der Kathode unregelmässig, sodass sie für die Beobachtung verloren gehen. Wie es scheint, stellt sich die regelmässige Vertheilung der elektrischen Kräfte, welche für einen geradlinigen oder nur schwach gekrümmten Verlauf der Kathodenstrahlen nöthig ist, im Innern der Entladungsrohre von den Elektroden aus erst allmählich her, sodass mit schneller werdenden Schwingungen der Bereich der regelmässigen Fortpflanzung sich nach der Kathode hin mehr und mehr verkleinert.

Bei meinen Versuchen im Herbst 1896 gelang es mir nicht, die Kathodenstrahlen mittlerer Steifigkeit¹⁾ ($Hr = 200-400$) weiter als 30 oder 40 cm mit hinreichender Intensität zu erhalten, sodass die nothwendige Bahnlänge nicht entfernt erreicht wurde.

Unter solchen Umständen schien es erforderlich, zur allgemeineren Methode zurückzukehren und darauf zu verzichten, dem messenden System auch die Aussendung der Kathodenstrahlen zu übertragen. Es entsteht dann eine Complication insofern, als noch besonders dafür gesorgt werden muss, den Eintritt der Kathodenstrahlen in die Messstrecke auf die

1) Unter „Steifigkeit“ ist das bekanntlich für eine jede Art von Kathodenstrahlen charakteristische Product Hr zu verstehen, wobei r den Krümmungsradius der Bahn, H die ablenkende magnetische Kraft bedeutet; $1/Hr$ ist entsprechend als „Ablenkbarkeit“ zu bezeichnen.

Schwingungen des messenden Systemes zu beziehen. Für diesen Zweck ist es nöthig, die Anfangsstelle mittels des messenden Systemes durch eine Hülfelektrode oder einen stromführenden Draht elektrischen oder magnetischen Kräften auszusetzen, um so künstlich die zur Geschwindigkeitsmessung nothwendige Periodicität des weiteren Verlaufes der Strahlen herzustellen, die sich von selbst einstellt, wenn im vorhin betrachteten einfacheren Falle das messende System selbst die Strahlen erregt.

Die eigentliche Schwierigkeit der Anordnung liegt in dem schnellen Abklingen der Schwingungen von so kurzwelligen elektrischen Systemen, wie sie zur Geschwindigkeitsmessung gebraucht werden. Es hat dieses zur Folge, dass nur Kathodenstrahlen für die Messung in Betracht kommen, die während eines ausserordentlich kleinen Zeitintervalles ausgeschiedt werden. Bei einer Wellenlänge von 10 m z. B., der eine Periode von $\frac{1}{30}$ Mikrosekunde entspricht, bieten die ersten zehn vollständigen Schwingungen, die bei guter Anordnung wohl noch verwendet werden können, für die Messung nur ein Intervall von $\frac{1}{3}$ Mikrosekunde. — Um trotzdem an das Ziel zu gelangen, kann man entweder daran denken, das messende System ausserordentlich oft in der Secunde auszulösen, oder man muss versuchen, die Hauptmenge der Kathodenstrahlen in das kleine Intervall hineinzudrängen, in dem die Schwingungen des messenden Systemes stark genug sind. Da der erste Weg zu grosse experimentelle Schwierigkeiten zu bieten schien, habe ich nur den zweiten verfolgt. Als brauchbar fand ich dabei die directen Entladungen einer Leydener Batterie bei kurzem Schliessungskreis und die durch Batterieentladungen bewirkten Teslaströme. Die zunächst vielleicht gefährlich scheinende Bedingung, dass die zur Messung der Geschwindigkeit und zur Aussendung der Kathodenstrahlen dienenden beiden Systeme genau zusammenstimmend ausgelöst werden müssen, liess sich erfüllen, indem ich den Kunstgriff anwandte, beiden Systemen die gleiche auslösende Funkenstrecke zu geben; im übrigen müssen und können sie dabei völlig unabhängig voneinander sein.

Man wird bemerken, dass es wiederum, gerade ebenso wie bei der zuerst besprochenen vereinfachten Methode, darauf ankommt, für die Erzeugung der Kathodenstrahlen schnell

arbeitende Systeme zu benutzen. So findet man sich denn auch jetzt bei gegebenem messenden System in der erreichbaren Länge der Kathodenstrahlen beschränkt, und wiederum wird die Länge um so kleiner, je schneller das messende System schwingt. Immerhin aber ist man gegen früher weit im Vortheil, weil das aussendende System langsamer sein darf als das messende, — und in der That wird es bei sorgfältiger Anordnung des Versuches ohne grosse Schwierigkeiten möglich, die Geschwindigkeitsmessung auszuführen.

§ 3. Versuchsanordnung für die Geschwindigkeitsmessung.

Dem messenden System gab ich Wellenlängen zwischen ca. 6 und 20 m. Bei der Construction musste zunächst darauf Bedacht genommen werden, die Schwingungen einheitlich zu machen, also Oberschwingungen zu vermeiden. — Ich wählte darum die Lecher'sche Anordnung, bei der zwei Condensatoren C, C , Fig. 1, einerseits durch die auslösende Funkenstrecke F , andererseits metallisch miteinander verbunden werden.

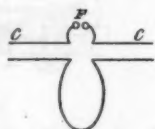


Fig. 1.

Ferner mussten recht grosse Stromstärken erstrebt werden, um die Wirkung auf die Kathodenstrahlen gross zu machen. — Zu diesem Zweck wurde den Condensatoren möglichst grosse Capacität und dafür den Verbindungen zwischen ihnen möglichst kleine Selbstinduction gegeben.

Endlich war es nöthig, die Dämpfung der Schwingungen möglichst herabzusetzen, um so den zeitlichen Messbereich möglichst gross zu machen. — Dieses Gesichtspunktes wegen benutzte ich für die Messung nicht die elektrische Einwirkung auf die Kathodenstrahlen, wodurch stark dämpfende, zum messendem System gehörige Elektroden im Entladungsrohr nothwendig geworden wären, sondern die magnetische Einwirkung, für welche es genügt, stromführende Drähte des messenden Systemes an das Entladungsrohr heranzubringen.

Das Entladungsrohr erhielt eine Hohlspiegelkathode (K , Fig. 2); die Entladungen wurden so regulirt, dass die Kathodenstrahlen einen schlanken Kegel mit ziemlich feiner Spitze bildeten, wie dies in der schematischen Fig. 2 angedeutet ist. Da der Weg der Strahlen sich im Innern des Rohres durch

Aufleuchten des Gasinhaltes kennzeichnete, war er wenigstens bis zur Spitze und eine Strecke darüber direct sichtbar.

Bei der Spitze des Strahlenkegels erhielt die Röhre eine Metallblende B_1 mit einer kleinen, der Spitze entsprechenden Oeffnung. In einer wechselnden Entfernung hinter B_1 wurde eine zweite Blende B_2 mit einem Schlitz und ein paar Centimeter hinter dieser ein Glasstreifen G quer zum Schlitz aufgestellt. Die durch B_1 und B_2 hindurchtretenden Kathodenstrahlen erzeugten auf G einen grünen Fluoreszenzfleck.

Um mit Hülfe des messenden Systemes magnetisch auf die Kathodenstrahlen einzuwirken und so zunächst den Anfang der Messstrecke festzulegen, wurde ein Verbindungsdraht der Condensatoren C (Fig. 1) an das Rohr so herangebracht, wie es Fig. 3 in $abcde$ des näheren zeigt. Der Theil $abcd$ ist



Fig. 2.



Fig. 3.

eben und liegt in einem Schnitt durch die Axe des Rohres. Um die Darstellung bequemer zu machen, wollen wir annehmen, dass dieser Schnitt horizontal verläuft. Die Wechselströme, welche das messende System durch $abcd$ hindurchschickt, bewirken dann ein wechselndes magnetisches Feld, dessen Kraftlinien die horizontale Mittelebene des Rohres vertical durchsetzen; die Ablenkungen des Strahlenbündels erfolgen daher in der Horizontalebene. Indem man $abcd$ immer näher an das Rohr heranbiegt und so die Wirkung allmählich verstärkt, bemerkt man zunächst, dass die Spitze sich in der horizontalen Ebene verbreitert. Bei stärkerer Wirkung und passender Regulirung der ganzen Einrichtung scheint das Bündel sich in zwei zu zerspalten, wie in Fig 3 angedeutet ist. Die Zertheilung ist eine Täuschung, die sich leicht erklärt, wenn man bedenkt, dass das pendelnde Bündel die Mittellage mit grösster Geschwindigkeit passirt und bei den Endlagen während verhältnissmässig langer Zeiten nur geringe Verschiebungen erleidet. Offenbar zeigt die Theilung an, dass im wesentlichen nur Kathodenstrahlen ausgesandt werden,

während das messende System kräftig schwingt, und dass während dieser Zeit die Amplitude der Schwingungen nicht erheblich abnimmt. Findet die Aussendung der Strahlen während einer längeren Periode statt, so erscheint auch der Raum zwischen den Grenzlagen der Spitze mit kräftigem Licht erfüllt; wird endlich ein grosser Theil der Strahlen noch ausgeschiedt, während das messende System schon unwirksam ist, so sieht man in der Mitte ein stark leuchtendes unabgelenktes Strahlenbündel und seitlich schwächer leuchtend die abgelenkten Theile. Die letzteren verschwinden, sobald das messende System ausser Thätigkeit gesetzt wird. Da die nicht abgelenkten Kathodenstrahlen für die Messung unbrauchbar und störend sind, muss man sie durch zweckmässige Anordnung des die Strahlen liefernden Systemes möglichst zu vermeiden suchen.



Fig. 4.

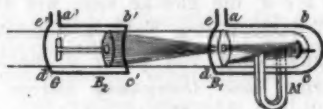


Fig. 5.

Denken wir uns um das Rohr in Fig. 2 den Draht $abcd$ gelegt. Zum Glasstreifen G gelangen dann nur die nicht abgelenkten Strahlen. Wegen der vorhin beschriebenen Eigenart der Bewegung des pendelnden Strahlenbündels sind das nur wenige Strahlen, solange das messende System kräftig einwirkt. In dem besonders günstigen Falle, wenn keine unnöthigen Kathodenstrahlen vorhanden sind und das Bündel getheilt erscheint, zeigt sich dieses augenfällig darin, dass der Glasstreifen G dunkel wird. Da die Einwirkung des messenden Systemes nicht nur am Anfang, sondern auch am Ende der Bahn der Kathodenstrahlen beobachtet werden muss, ist unsere Anordnung hiernach unzweckmässig.

Um sie zweckmässiger zu machen, bringen wir an das Rohr zwischen K und B_1 einen kleinen Hufeisenmagneten M , Fig. 4 und 5, heran. Wirkt, wie in Fig. 4 angenommen, das messende System nicht ein, so trifft die Spitze des Strahlenbündels nun nicht mehr die Oeffnung von B , der Lumineszenz-fleck auf G erlischt. Wird dann das messende System eingeschaltet (Fig. 5), so gehen bei passender Stellung von M

die durch $abcd$ entgegengesetzt wie durch M abgelenkten Strahlen durch B_1 und B_2 und erhellen G . Damit ist dann eine Anordnung hergestellt, die auf das bequemste für unsere Geschwindigkeitsmessung brauchbar ist.

Um noch die Zeit der Ankunft der Strahlen bei B_2, G festzustellen, wird an das Rohr bei B_2 und G ein weiterer zum messenden System gehöriger Draht $a'b'c'd'e'$ in ähnlicher Weise herangebracht wie $abcde$, und seine Einwirkung auf die Lage des Lumineszenzfleckes auf G beobachtet, — etwa indem man ihn bald an das Rohr heranbiegt, bald abbiegt.

Wir wollen eine solche Anordnung annehmen, dass die Wechselströme in $a'b'c'd'$ stets ebenso verlaufen, wie in $abcd$. Dann müsste, wenn die Geschwindigkeit für unsere Versuchsanordnung unmessbar gross sein sollte, offenbar die Einwirkung von $a'b'c'd'$ die gleiche sein, wie die von $abcd$. In dem in Fig. 5 dargestellten Falle also müsste der Fleck auf G unter der Einwirkung von $a'b'c'd'$ nach der Seite von $a'b$ hin wandern. Eine Abweichung hiervon würde anzeigen, dass die Geschwindigkeit im Messbereich der experimentellen Anordnung liegt.

Bei meinen Beobachtungen, bei denen B_2, G und $a'b'c'd'$ verschiebbar waren, ergab sich folgendes:

Lagen $a'b'c'd'$ und B_2, G sehr nahe bei $abcd$, so verursachte $a'b'c'd'$ die gleiche Ablenkung wie $abcd$. Wurde der Magnet M umgekehrt, so kehrte sich dementsprechend auch die Verschiebung des Phosphoreszenzfleckes auf G um.

In einer gewissen grösseren Entfernung des Systemes ($B_2, G, a'b'c'd'$) wurde der Fleck nach beiden Seiten gleichmässig in die Breite gezogen oder in zwei Theile getheilt; dies Phänomen änderte sich nicht, wenn M umgekehrt wurde. Es konnte geschlossen werden, dass die Kathodenstrahlen dann die Strecke von $abcd$ bis $a'b'c'd'$ in der Zeit durchliefen, in der das messende System ein Viertel der vollständigen Schwingung vollführte, sodass die Kathodenstrahlen, welche an $abcd$ während der Zeit der grössten Stromstärke vorübergingen, in $a'b'c'd'$ die Zeit des Stromumkehres antrafen. Dass eine Verbreiterung des Lumineszenzfleckes oder gar eine Zweitheilung eintrat, hängt mit der schon besprochenen Eigenart der Pendelschwingungen des Strahlenbündels zusammen. Ihretwegen gehen ja während einer verhältnissmässig langen Zeit Strahlen

durch B_1 hindurch, — während einer Zeit, die bei meinen Versuchen meist auf etwa $\frac{1}{4}$ Periode des messenden Systemes zu schätzen war.

Je nachdem das System von der neutralen Stelle nach der einen oder der anderen Seite verschoben wurde, überwog die Ablenkung nach der einen oder anderen Seite. *Bei Vergrößerung der Entfernung kam es schliesslich dahin, dass die Ablenkung wiederum ganz nach einer Seite erfolgte und zwar im entgegengesetzten Sinne wie bei $a b c d$.* Dann ergab die Umkehrung des Magneten M wiederum eine Umkehrung der Ablenkung. *Die Kathodenstrahlen fanden nun in $a' b' c' d'$ die entgegengesetzte Phase vor wie bei $a b c d$.*

Das Experiment bei der beschriebenen einfachsten Anordnung so weit zu verfolgen, verlangte viel Vorsicht und sorgfältigste Abstimmung aller Versuchsbedingungen, weil andernfalls die Intensität der nach G gelangenden für die Beobachtungen tauglichen Kathodenstrahlen zu schwach wurde, um sie bei dem nicht zu vermeidenden Nebenlicht noch deutlich bemerkbar zu machen. Bei weitem intensiver und in der That sehr leicht beobachtbar werden die Erscheinungen, wenn man magnetische Kräfte zur Hülfe nimmt, um die Zerstreuung der Strahlen zwischen B_1 und B_2 möglichst herabzusetzen. Zu diesem Zwecke umgab ich die Glasröhre zwischen B_1 und B_2 mit einer Drahtspirale, durch die ein kräftiger elektrischer Strom geschickt wurde. Das im Innern des Entladungsrohres entstehende magnetische Feld mit seinen parallel der Axe des Rohres verlaufenden Kraftlinien nöthigt dann die nur wenig gegen die Axe geneigten Strahlen in langgezogenen Spiralen durch das Rohr zu gehen, sodass ein grosser Theil nach B_2 gelangt, der sonst die Glaswand getroffen hätte. Die geringfügige Vergrößerung des Weges kommt wegen der immerhin ziemlich groben Natur der Versuche nicht in Betracht.

Unter Benutzung der magnetischen Spirale und wiederum bei sorgfältigster Abstimmung der Versuchsbedingungen gelang es — in etwa 1 m Entfernung von K — auch den zweiten von der Theorie vorgesehenen neutralen Punkt zu erreichen und deutlich zu überschreiten. —

Ehe im folgenden Paragraphen die detaillirte Beschreibung der verwendeten Apparate begonnen wird, sollen nun noch ein

paar Worte über die allgemeine Anordnung der beiden elektrischen Systeme und ihre Verbindung gesagt werden.

Da eine möglichst geringe Selbstinduction des messenden Systemes erstrebt werden muss, wäre es unpraktisch, die Drähte $abcde$ und $a'b'c'd'e'$ in einer und derselben Leitung zwischen den Condensatoren C hintereinander zu schalten. Besser ist es, zwei getrennte, parallel geschaltete Leitungen zu benutzen. In meinem Falle waren diese nahe gleich beschaffen und lagen symmetrisch zur Funkenstrecke.

Für das zweite elektrische System benutzte ich in beiden Fällen — bei Anwendung von Teslaströmen sowie bei der Anwendung directer Batterieentladungen — eine Fig. 1 entsprechende Anordnung.

Für den Fall der Teslaströme wird das *vollständige Schema des Experimentes* dann durch Fig. 6 dargestellt. Es sind dabei

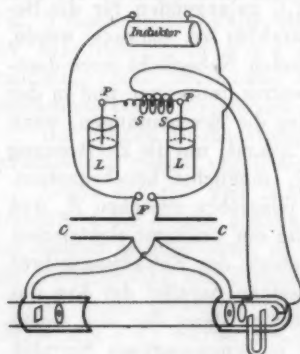


Fig. 6.

L, L zwei isolirt aufgestellte Leydener Flaschen, deren äussere Belegungen durch die Funkenstrecke F , und deren innere Belegungen durch die primäre Spule PP des Teslastransformators verbunden sind. Von der secundären Spule SS des Transformators führen Drähte zu den Elektroden des Entladungsrohres. — Sollen die directen Entladungen benutzt werden, so wird SS fortgelassen und den Elektroden des Entladungsrohres die

Elektricität durch Drähte zugeführt, die von der Verbindungsleitung der inneren Belegungen zu beiden Seiten der eingefügten Spirale PP ausgehen. Diese Spirale auszuschalten, und die inneren Belegungen der Leydener Flaschen nur durch das Entladungsrohr zu verbinden, ist unpraktisch, weil dann bei der Ladung der Batterie vor der Auslösung und bei der Entladung nach der Auslösung zu viel nicht für die Messung verwertbare Elektricität durch das Rohr hindurchgeht, und so das Phänomen, auf welches es ankommt, zu sehr verdeckt wird.

Bei der gewählten Anordnung finden in dem die Kathodenstrahlen liefernden System Schwingungen statt. Bemerkenswertherweise habe ich meist nur dann die Versuche nothwendigen in einem Kegel geordneten Kathodenstrahlen erhalten, wenn nicht die erste durch den Funken *F* eingeleitete, sondern erst die zweite Schwingung negative Elektrizität zu der Hohlspiegelelektrode *K* führte; die Wirkung des Drahtes *abcd* zeigte dann, dass diese zweite Schwingung auch die einzige blieb, bei der das kegelförmige Bündel ausging. Es scheint hiernach, als ob das Rohr einer gewissen Vorbereitung bedarf, bevor die Kathodenstrahlen sich in der hier gebrauchten regelmässigen Weise entwickeln, und dass die nothwendigen Bedingungen bald wieder verloren gehen.

§ 4. Apparate zur Geschwindigkeitsmessung.

Das Entladungsrohr für die definitiven Beobachtungen erhielt folgende Einrichtung:

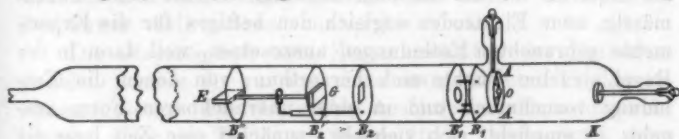


Fig. 7.

Ein Glasrohr von ca. 40 mm lichter Weite trägt an einem Ende, dem „Kopf“, zunächst die Hohlspiegelelektrode *K* von ca. 20 mm Durchmesser, 2 mm Dicke und ca. 10 cm Krümmungsradius. Durch Abschleifen auf einem Brillenglas war es leicht, die richtige Form mit der hier erforderlichen Genauigkeit zu erhalten.

Die 4 mm weite Oeffnung *O* der Blende *B*₁ ist 8 cm von *K* entfernt und steht an der Stelle, wo das Kathodenstrahlenbündel seine grösste Einschnürung zeigt. Dass diese nicht erst im Convergenzpunkt der geometrischen Normalen, also 10 cm vor *K*, zu stande kommt, erklärt sich der Rechnung nach vollständig durch die magnetische Einwirkung des sehr bedeutenden Stromes, welcher während der Erzeugung der Kathodenstrahlen das Rohr durchsetzt. Man kann über seine Intensität leicht ein Urtheil gewinnen, wenn man die magnetische Einwirkung des zu *K* führenden Drahtes auf das

Kathodenstrahlenbündel untersucht und mit der Einwirkung bekannter magnetischer Kräfte vergleicht. Bei meinen Versuchen fand ich Werthe von 20—40 Ampère.

Da die Anode einen störenden Einfluss auf Entwicklung und Fortpflanzung der Kathodenstrahlen zeigte, gab ich ihr die Form eines Ringes AA und setzte sie in die Ebene von O . Um dieses möglich zu machen, musste die Blende B_1 die Form eines Kegels erhalten. — Der mit B_1 vereinigte Ring B'_1 hat nur den Zweck, B_1 eine gesicherte Lage zu geben.

Sobald die Elektroden der Glaswand zu nahe kommen, bilden sich während des Durchganges der Elektrizität in dem Zwischenraum leuchtende Punkte, von denen sehr störende Sonderentladungen ausgehen; es wurde darum Sorge getragen, dass um die Elektroden überall ein freier Raum von einigen Millimetern blieb.

Als Material für die Elektroden nahm ich Aluminium, als Material für die Blenden Messing. Es ist nicht zweckmässig, neue Elektroden sogleich den heftigen für die Experimente gebrauchten Entladungen auszusetzen, weil dann in der Regel einzelne Punkte sich hervorthun, von denen die Entladung vornehmlich und in einer unbrauchbaren Form ausgeht; es empfiehlt sich vielmehr, zunächst eine Zeit lang die directen Entladungen eines Funkeninductors durch das Rohr hindurchzuschicken.

Jenseits B_1 liegt im Rohr leicht verschiebbar ein System von drei Messingscheiben B_2, B'_2, B''_2 . B_2 enthält in der Mitte ein rechteckiges Loch von 4 mm \times 7 mm; B'_2 trägt quer zur Längsrichtung der Oeffnung in B_2 einen Streifen G von Thüringer Glas, hergestellt durch Zusammendrücken eines Röhrchens oder Stäbchens; B''_2 trägt ein flaches Eisenstäbchen E . B'_2 und B''_2 sind durch einen Messingdraht fest verbunden; von B_2 aus geht ein Draht frei durch ein an B'_2 gelöthetes Röhrchen, das als Führung dient, und klammert sich lose um den Verbindungsdraht von B'_2 und B''_2 , sodass B_2 gegen das System B'_2, B''_2 ohne wesentliche Drehung verschiebbar ist. Mittels eines kleinen Elektromagneten kann man durch Vermittelung des Eisenstückchens auf B''_2 das System von aussen bewegen, und es gelingt dabei leicht, B_2 an eine beliebige Stelle und G in einem gewünschten Abstand dahinter zu bringen.

Das Entladungsrohr blieb bei meinen Versuchen stets durch eine Glasfeder mit der (Quecksilber-)Luftpumpe in Verbindung. Es ruhte dabei auf einem Hartgummilager bei B_1' , wo es zur grösseren Sicherheit noch festgebunden war, und wurde im übrigen nur durch die ihrerseits von einem Stativ gehaltene Glasfeder und eine Bindfadenschlinge getragen. Die letztere hing von einem primitiven Waagebalken herab und trug die Last des Rohres auf der Seite der Feder.

Zur Verbindung des Rohres mit der Glasfeder benutzte ich anfänglich Siegelack, später, als ich im Winter durch immer wiederkehrende Undichtigkeiten bei zu starken Abkühlungen des Zimmers schlechte Erfahrungen gemacht hatte, nur noch directe Verschmelzung von Glasröhren, die mit einer guten Bunsenflamme sehr leicht herzustellen ist.

Zur Füllung des Rohres wurde stets Wasserstoff benutzt, weil dieser wegen der geringeren Absorption der Kathodenstrahlen sich bei weitem günstiger als andere Gase erwies. Der Druck variierte etwa von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{2}$ mm.

Die *Magnetspirale* zum Zusammenhalten der Kathodenstrahlen jenseits B_1 war aus einzelnen getrennten Theilen zusammengesetzt. Für das vorhin beschriebene Entladungsrohr bestand jeder der Theile aus einem 10 cm langen Stück eines Messingrohres von ca. 55 mm lichter Weite mit umgekannten Rändern; auf das ein baumwollumspinnener Kupferdraht von 0,8 mm Dicke in drei Lagen aufgewickelt war. Die Theile umgaben das Entladungsrohr, ohne es zu berühren, und erhielten ihren Halt durch eine Holzplatte unter dem Entladungsrohr, auf der sie beliebig verschoben werden konnten.

Ich benutzte für die Spirale Ströme von 2—4 Ampère, wodurch im Innern Magnetfelder von 60—120 Einheiten entstanden.

Das schon in Figg. 1 und 6 schematisch skizzierte *messende System* wurde aus zwei Luftcondensatoren zusammengesetzt. Bei dem für die definitiven Experimente benutzten System, das in Fig. 8 dargestellt ist, bestand jeder der Condensatoren

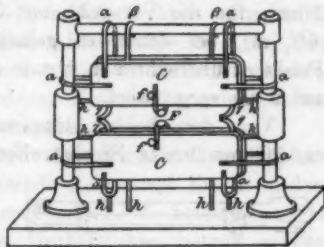


Fig. 8.

aus drei ebenen, parallel und vertical gestellten Messingplatten von 3 mm Dicke, 15 cm Höhe und 50 cm Breite mit abgerundeten Kanten und Ecken. Die beiden äusseren Platten, unter sich durch die Messingbügel α und f verbunden, bilden dabei zusammen die eine Condensatorfläche, die in der Mitte dazwischenstehende dritte Platte die andere. Ihren Halt finden die Blechplatten auf der hölzernen Grundplatte des ganzen Systemes und an dem aus Glasröhren und paraffinirtem Holz gebildeten Rahmen R durch Vermittelung der Bügel α , von denen zwei sich auf zwei Hartgummistäbchen h stützen, während die übrigen einfach um die Glasröhren des Rahmens gelegt sind. Die inneren Platten werden durch Blechhaken β und Hartgummistäbchen h gehalten.

Die Verbindungsbügel f haben unter den Befestigungsschrauben Schlitzte und können darum ein wenig auf und ab verschoben werden; auf diese Weise wird die auslösende Funkenstrecke, die sich zwischen zwei in die Bügel f eingefügten abgerundeten Zinkstücken befindet, um einige Millimeter regulirbar. Ich gab ihr in der Regel eine Länge von ca. 7 mm. Auf der Seite, welche in der Figur vom Beschauer abgewandt ist, der „Rückseite“, tragen die Bügel f Klemmschrauben für die Verbindungsdrähte mit dem elektrischen System zur Erzeugung der Kathodenstrahlen.

Der Abstand der Platten voneinander betrug in der Regel 1 cm; für die Versuche mit besonders kurzen Wellenlängen ($6\frac{1}{2}$ m), bei denen es gelang, auch den zweiten neutralen Punkt zu überschreiten, wurde er durch Biegen der Klammern α auf 2 cm vergrössert.

Von den beiden inneren Blechplatten gehen je zwei ca. 20 mm breite Blechstreifen γ , γ' nach innen und vorne.

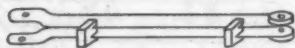


Fig. 9.

Die gegenüberstehenden Streifen γ , γ und γ' , γ' werden einander schliesslich parallel und enthalten hier Löcher für Schrauben, durch welche die zu den Drähten $abcde$ und $a'b'c'd'e'$ führenden beweglichen Leiter befestigt werden. Diese bestehen aus je einem oder zwei Glieder der in Fig. 9 dargestellten Art: Zwei 20 mm breite Kupferblechstreifen, die an dem einen Ende etwas auseinander gebogen sind und an dem anderen

Ende aufgelöthete Messingscheiben mit Schraubenlöchern tragen, werden durch festaufgesteckte Hartgummiklammern in ca. 7 mm Abstand gehalten. An γ , γ oder $\gamma' \gamma'$ wird das erweiterte Ende des ersten und eventuell einzigen Gliedes geschraubt; das andere Ende trägt dann entweder das nächste Glied oder den Draht $a b c d e$, bez. $a' b' c' d' e'$. — Man wird erkennen, dass diese Construction Beweglichkeit neben nahezu constanter und sehr geringer Selbstinduction gewährleistet.

Für das System zur Aussendung der Kathodenstrahlen benutzte ich zwei auf Paraffin oder Glas isolirt aufgestellte Leydener Flaschen aus Flintglas mit 40 cm hohen, 13 cm weiten, etwa 2 mm dicken Gläsern und etwa 13 qdm grossen Stanniolbelegungen. Um überall zuverlässige Contacte zu erreichen, erhielten die Belegungen je einen 2 cm breiten federnden, mit Stanniol umwickelten Messingring. Bei den äusseren Belegungen bestehen die Ringe aus einem Stück und üben selbst die nöthige Federkraft aus; bei den inneren Belegungen ist jeder Ring aus vier getrennten Stücken zusammengesetzt, die durch vier von einer Klemme ausserhalb der Flasche ausgehenden federnden Drähten fest an die Flasche gedrückt werden.

Von den äusseren Ringen gehen 2 mm dicke, und 60 cm lange Kupferdrähte zu der Funkenstrecke F , Fig. 6, bez. zu den Bügeln f des Systemes CC in Fig. 8. Für die Versuche mit sehr kurzen Wellenlängen wurde jede der Verbindungen durch mehrere — bis sechs — parallele Drähte hergestellt, um so die Selbstinduction möglichst herabzusetzen. Die Zuleitungsdrähte vom Funkeninductor (Fig. 6) können irgendwo an die äusseren Ringe der Leydener Flaschen angelegt, oder in die angeschlossenen Drähte eingehakt werden.

Die Spirale PP (Fig. 6) wurde aus 2 mm dickem Kupferdraht gewunden und mit den gerade gelassenen Enden in den Klemmen der inneren Armaturen von L , L befestigt. Die Länge des ganzen verwendeten Drahtstückes betrug in der Regel 1 m, der Durchmesser der Windungen 3 cm, ihre Anzahl 10, die Länge der eigentlichen Spirale 5 cm; doch waren bedeutende Variationen erlaubt. Für die Versuche mit sehr kurzen Wellenlängen wurden nur fünf Windungen in einer Spiralenlänge von 3 cm genommen. Sollten Teslaströme verwendet werden, so wurde über die Spirale ein enge anliegendes

reichlich 2 mm dickes Glasrohr geschoben, welches die secundäre Spirale SS des Transformators trug. Diese hatte etwa gleiche Länge wie die primäre Spirale, bestand aus enge aneinander liegenden Windungen eines gewöhnlich 0,8 mm dicken, mit Baumwolle übersponnenen Kupferdrahtes und zwar zur Erhöhung der Isolation mit Paraffin getränkt. Es kam zuweilen vor, dass das Glasrohr der secundären Spirale durchschlagen wurde; in solchen Fällen genügt es meist, die Löcher mit Klebwachs zu verschliessen.

Der *Funkeninductor*, von der Firma Max Kohl in Chemnitz bezogen, hat eine nominelle Schlagweite von 30 cm. Ich benutzte einen „rotirenden Quecksilberunterbrecher“ der gleichen Firma und regulirte die Geschwindigkeit auf 15–20 Unterbrechungen in der Secunde. Der Stromverbrauch des Inductors war dann etwa 6 Ampère. —

Zum Schluss mögen nun noch einige Worte über die *gesamte Anordnung der Apparate* gesagt werden.

Das Entladungsrohr war in der Nähe und parallel der vorderen Kante des Experimentirtisches horizontal in 30 cm Höhe über der Tischplatte befestigt. Darunter befanden sich, dem Experimentirenden bequem zur Hand, der Regulierungswiderstand des Funkeninductors und der Schalter für die Magnetisirungsspirale. Dahinter, in etwa 20 cm Abstand, waren die beiden elektrischen Systeme aufgestellt und zwar am Kopfende des Entladungsrohres zunächst das die Kathodenstrahlen aussendende System, daneben dann das in Fig. 8 skizzirte messende System. Die Stellung des letzteren musste so abgepasst werden, dass seine durch F gehende Mittellinie mit der Mittellinie des Entladungsrohres in gleiche Höhe kam, weil die sich an γ , γ' und γ'' , γ''' ansetzenden Arme im Wesentlichen nur in einer horizontalen Ebene beweglich sind. Der Inductionsapparat mit seinem Unterbrecher stand zur Verhütung von magnetischen Störungen mehrere Meter weit von dem Entladungsrohr entfernt auf einem besonderen Tisch.

§ 5. Messung der magnetischen Ablenkbarkeit.

Wie im nächsten Paragraphen dargelegt werden wird, ergeben sich mit den vorstehend beschriebenen Apparaten für die Geschwindigkeit v der Kathodenstrahlen Werthe, die unter-

halb der Lichtgeschwindigkeit V liegen, sodass wir auf die Emissionshypothese verwiesen werden. Um die Messungen für diese zu verwerthen, muss α , d. i. das auf 1 Elektron der Ladung kommende Moleculargewicht für die sich bewegenden Theilchen, festgestellt werden. Die Theorie ergibt bei magnetischer Ablenkung:

$$\alpha \frac{v}{V} = 3.1,073 \cdot 10^{-7} (r H); \quad \alpha v = 0,965 \cdot 10^4 (r H)$$

und bei elektrischer Ablenkung:

$$\alpha \left(\frac{v}{V}\right)^2 = 1,073 \cdot 10^{-9} (r R); \quad \alpha v^2 = 0,965 \cdot 10^{12} (r R),$$

r bedeutet den Krümmungsradius, H die ablenkende magnetische, R die elektrische Kraft in Volt/Centimeter. Die Masse eines Sauerstoffatoms ist dabei gleich 16 gesetzt, und es ist angenommen, dass durch 1 Coulomb also $\frac{1}{10} V$ elektrostatische Elektricitätseinheiten $0,8288 \cdot 10^{-4}$ g Sauerstoff elektrolytisch abgeschieden werden, woraus folgt:

$$\alpha = \frac{m}{e} \cdot 0,9653 \cdot 10^4 V,$$

wenn m die Masse und e die elektrostatisch gemessene Ladung der Theilchen bedeutet.

Nach den Formeln lässt sich α berechnen, wenn ausser der Geschwindigkeit v noch die magnetische oder die elektrische Steifigkeit rH oder rR bekannt ist. Ich wählte die weit bequemere Messung der magnetischen Steifigkeit.

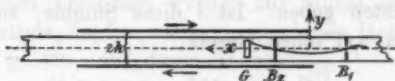


Fig. 10.

Da es nicht unmöglich schien, dass die Geschwindigkeit und damit die Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen von der Kathode ab bis zur Blende B_1 variirt, hielt ich es für rathsam, die Ablenkbarkeit erst hinter B_1 festzustellen, und verwendete dabei folgende Methode, welche bei verhältnissmässig einfachen Rechnungen vollständig übersehbare Verhältnisse bietet.

In der Weise, wie es Fig. 10 deutlich machen wird, wurde ein elektrischer Strom in geraden, parallelen Leitungen zu

beiden Seiten des Entladungsrohres entlang geführt und zwar in solcher Anordnung, dass nur diese Leitungen für die magnetische Ablenkung in Betracht kamen. Die Strahlen krümmten sich so, wie es die Figur in übertriebener Weise zeigt; mittels einer Theilung in Form eines sägeartig gefeilten Messingbleches, das den Glasstreifen zum Theil bedeckte, wurde die Verschiebung des Schattens eines über die Oeffnung der Blende B_2 gespannten Drahtes auf dem Glasstreifen G beobachtet. — Zur Feststellung der Stromstärke dienten dabei sorgfältig geaichete Ampèremeter.

Bei der Beobachtung wurden stets nur solche Stromstärken angewandt, dass die zu G gelangenden Strahlen sehr wenig gebogen waren; es darf daher für die Bahn geschrieben werden:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{H}{S},$$

wobei S die magnetische Steifigkeit der Strahlen und H die Intensität des Feldes auf der Geraden durch B_1 und B_2 bedeutet.

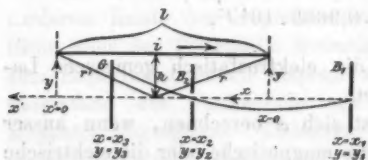


Fig. 11.

In H zeigt sich die vereinigte Wirkung beider Drähte. Wir können für die Rechnung entsprechend Fig. 11 nur einen Draht annehmen, wenn wir ihn von der Linie $y = 0$ in den mittleren Abstand der

wirklich verwendeten Drähte stellen und ihm die Summe ihrer Stromintensitäten geben. Ist i diese Summe, so folgt nach dem Biot-Savart'schen Gesetz:

$$H = \frac{i}{h} \left(\left(1 + \frac{x}{r} \right) - \left(1 + \frac{x'}{r'} \right) \right),$$

wobei die Abstände r, r' (im Gegensatz zu x) stets positiv zu rechnen sind. Hiernach ist:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{i}{hS} \left(\left(1 + \frac{\xi}{r} \right) - \left(1 + \frac{\xi'}{r'} \right) \right),$$

wenn gesetzt wird:

$$\xi = \frac{x}{h}, \quad \varrho = \frac{r}{h}, \quad \xi' = \frac{x'}{h}, \quad \varrho' = \frac{r'}{h}.$$

Durch Integration ergibt sich:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{i}{S} ((\xi + \varrho) - (\xi' + \varrho')) + c$$

und weiter:

$$y = \frac{i h}{2 S} (Y - Y') + c h \xi + C,$$

wenn:

$$Y = (\varrho + \xi) \xi + \log \text{nat} (\varrho + \xi),$$

$$Y' = (\varrho' + \xi') \xi' + \log \text{nat} (\varrho' + \xi').$$

Von den beiden Integrationsconstanten c und C bedeutet c den ideellen Werth von dy/dx für $\xi = -\infty$, $x = -\infty$ und wird bestimmt durch die Bedingung, dass $y_1 = y_2$ sein soll; hieraus folgt nämlich:

$$c = -\frac{i}{2 S} \frac{(Y_2 - Y_1) - (Y'_2 - Y'_1)}{\xi_2 - \xi_1}.$$

C lässt sich mittels der Bedingung $y_2 = 0$ eliminiren. Es ergibt sich dann für die gesuchte magnetische Steifigkeit:

$$S = \frac{i h}{2 y_0} \left\{ ((Y_3 - Y_2) - (Y'_3 - Y'_2)) - \frac{\xi_3 - \xi_2}{\xi_2 - \xi_1} ((Y'_3 - Y'_1) - (Y'_2 - Y'_1)) \right\}.$$

Sind die Drähte einigermassen lang, sodass noch x'_2 mehrere Mal grösser ist als h , so genügt es völlig, in Annäherung zu setzen:

$$Y'_3 - Y'_2 = 2 \frac{x'_2 - x'_1}{x'_2 + x'_1}, \quad Y'_2 - Y'_1 = 2 \frac{x'_1 - x'_2}{x'_1 + x'_2}.$$

Bei meinen Versuchen wurden zur Stütze der Leitungen für i zwei mittels Zapfen zusammensteckbare Holzrahmen benutzt (vgl. Fig. 12), auf deren Innenflächen dicht beieinander je zwei Drähte liefen. Auf diese Weise wurde der Strom an jeder Seite des Rohres im Ganzen 4 mal entlang geführt. Ist J der Strom des einzelnen Drahtes in Ampère, so ergibt sich demgemäss für die in C.G.S.-Einheiten zu rechnende Stromstärke i der Werth

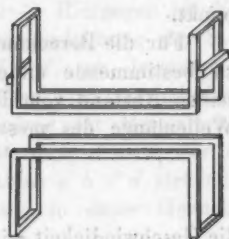


Fig. 12.

$$i = \frac{8}{10} J.$$

λ war = 3,00 cm, l , die Länge der Stromstücke, = 40 cm. Der Fehler, den die hier nicht berücksichtigten Leitungen verursachten, betrug der Rechnung nach noch nicht 1 Proc. und konnte darum vernachlässigt werden.

§ 6. Die Beobachtungen.

Bei allmählicher Verdünnung des Wasserstoffgases im Entladungsrohr trat das conische Kathodenstrahlenbündel schon auf, wenn der Druck auf etwa 4 mm gesunken war, doch hatten die Strahlen dann noch nicht die Kraft, das Glas merklich zum luminesciren anzuregen, waren also für die Beobachtung noch unbrauchbar; brauchbar wurden sie erst etwa bei $\frac{1}{2}$ mm Druck; bei etwa $\frac{1}{10}$ mm Druck begann das Bündel seine scharfe Spitze zu verlieren, sodass die Beobachtung bald unmöglich wurde. Die magnetische Steifigkeit ($S = Hr$) variierte in dem brauchbaren Bereich etwa von 200 bis 450. Wenn diese Grenzen inne gehalten wurden, war es leicht, mit dem zweiten Draht ($a' b' c' d'$) Entfernungen zu erreichen, in welchen seine Einwirkung der des ersten Drahtes ($a b c d$) entgegengesetzt war, d. h. es konnte der erste Umkehrpunkt leicht erreicht und weit überschritten werden. In genauer Uebereinstimmung mit der Emissionstheorie wurde beobachtet, dass der Umkehrpunkt um so weiter rückte, je höher die magnetische Steifigkeit anwuchs. Auch die Lage des zweiten Umkehrpunktes, so weit sie festgestellt werden konnte, entsprach vollständig der Theorie, denn der Abstand vom Anfang der Messstrecke war dreimal grösser als beim ersten Umkehrpunkt.

Für die Berechnungen wurde nur der bei weitem sicherer zu bestimmende erste Umkehrpunkt verworthen. Bedeutet λ seinen Abstand vom Beginn der Messstrecke, L wiederum die Wellenlänge des messenden Systemes, so ergibt die Formel

$$\frac{v}{V} = \frac{4\lambda}{L}$$

die Geschwindigkeit v in Theilen der Lichtgeschwindigkeit V . — L wurde in der gebräuchlichen Weise mittels Resonanz von Drähten bestimmt.

Das Verhältniss der elektrischen Ladung e der Theilchen zu ihrer Masse m ergibt sich mittels

$$\frac{e}{m} = \frac{V^2}{S} \frac{v}{V} \quad \text{oder} \quad \frac{e}{m} = \frac{V}{S} \frac{v}{V},$$

je nachdem e elektrostatisch oder elektromagnetisch gemessen wird. α folgt dann mittels

$$\alpha = \frac{m}{e} \cdot 0,9653 \cdot 10^4 F,$$

oder kann auch direct mittels

$$\alpha = 3,22 \cdot 10^{-7} \frac{S}{\frac{v}{V}}$$

berechnet werden. (Vgl. § 5).

Bei der Beurtheilung von λ macht sich störend bemerkbar, dass wegen der langsamen Bewegung des pendelnden Strahlenbündels bei den äussersten Ausschlägen während einer verhältnissmässig langen Zeit Kathodenstrahlen durch die Blende B_1 hindurchgehen. Infolge dessen beobachtet man mit dem System $a' b' c' d$, B_2 , G schon erheblich vor dem ersten Umkehrpunkt neben den noch in gleichem Sinne wie durch $abcd$ abgelenkten Strahlen auch solche, die gar nicht, oder schon entgegengesetzt abgelenkt sind; und ähnlich ist es hinter dem Umkehrpunkt. So fällt es denn schwer, ein Urtheil über die Lage des Umkehrpunktes zu gewinnen, und man kommt leicht in die Gefahr, sich einem systematischen Irrthum hinzugeben, der bei allen Beobachtungsreihen λ in gleicher Weise zu gross oder zu klein erscheinen lässt. — Hiergegen ist die nothwendiger Weise recht beträchtliche Ausdehnung der Systeme K , B_1 , $abcd$ und B_2 , G , $a' b' c' d$, um deretwegen die Beurtheilung von λ ebenfalls unsicher wird, verhältnissmässig unschädlich. Indem ich als Anfang der Messstrecke einen Punkt nahm, der in $\frac{1}{3}$ der Entfernung $K-B_1$ vor K lag, und als Ende die inmitten des Drahtes $a' b' c' d$ stehende Blende B_2 , werde ich den Verhältnissen in *dieser* Hinsicht wohl genügend Rechnung getragen haben.

Wegen der zu fürchtenden systematischen Fehler will ich das Beobachtungsmaterial hier nicht häufen, sondern mich

darauf beschränken, zwei Beobachtungsreihen anzuführen, die mir besonders zuverlässig erscheinen.

Der Abstand der Condensatorplatten war ca. 1 cm; für jede der Leitungen wurde nur je ein Zwischenglied der in Fig. 9 dargestellten Art benutzt. Bei der Reihe I entsprachen die ablenkenden Drähte genau der Fig. 6, bei der Reihe II wurden sie zweimal in der gezeichneten Weise um das Rohr herumgeführt, sodass die Einwirkung auf die Kathodenstrahlen verdoppelt wurde. Die grössere Selbstinduction der Leitungen bei II bewirkte eine grössere Wellenlänge des messenden Systemes, nämlich $L = 1140$ cm gegen $L = 940$ cm bei I.

Nach Regulirung des Gasdruckes mit Hülfe der Luftpumpe wurde bei jeder Messung die magnetische Steifigkeit S , dann die Geschwindigkeit v und dann wieder die magnetische Steifigkeit S beobachtet. Ueber die Bestimmung von S ist im vorigen Paragraphen das Nöthige gesagt. Bei der Bestimmung von v , bezüglich von λ erhielt die Messstrecke l nacheinander verschiedene Werthe, und es wurde in jedem Falle aus der Einwirkung des Drahtes $a' b' c' d'$ geschlossen, ob und wie viel das Ende der Messstrecke vor oder hinter dem ersten Umkehrpunkt lag, d. h. ob und wie viel l kleiner oder grösser war als λ .

Von den beigegeführten Tabellen enthält die Tab. I die directen Beobachtungsdaten; in der Tab. II sind die Ergebnisse zusammengestellt, wobei für die magnetische Steifigkeit das arithmetische Mittel der jedesmaligen beiden Werthe genommen wurde.

Der Gasdruck war bei den ersten Versuchen der beiden Reihen $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ mm und bei den letzten ungefähr $\frac{1}{10}$ mm.

Nach den Beobachtungen erscheinen etwa

$$\alpha = \frac{1}{1800},$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{elektrost.}} = 3,77 \cdot 10^{17}, \quad \left(\frac{e}{m}\right)_{\text{elektromagn.}} = 1,26 \cdot 10^7$$

als die wahrscheinlichsten Werthe für das auf $O = 16$ bezogene und auf ein Elektron kommende Atomgewicht α und für das Verhältniss e/m von Ladung in elektrostatischen oder elektromagnetischen Einheiten und Masse in Grammen. Im

Tabelle I.

Bestimmung der magnetischen Steifigkeit						Bestimmung des ersten Umkehrpunktes U_1					
J (Amp.)	x_1	x_2	x_3 (Centimeter)	y_3	S	l (Centimeter)					
I. $L = 940$ cm, $h = 3$ cm											
vorher	3,0	-14,5	+6,4	+12,7	0,30	Einstellung	21	31	41	—	31
nachher	6,4	-13,5	+5,0	+10,0	0,40	Beobachtung	v. U_1	u.	h. U_1	—	
vorher	6,4	-13,5	+5,0	+10,0	0,30	Einstellung	21	31	41	51	36
nachher	6,3	-14,0	+6,0	+12,1	0,46	Beobachtung	e. v. U_1	v. U_1	h. U_1	e. h. U_1	
vorher	6,3	-14,0	+6,0	+12,1	0,40	Einstellung	—	32	42	52	39
nachher	6,3	-15,9	+7,0	+13,8	0,47	Beobachtung	—	v. U_1	w. h. U_1	h. U_1	
II. $L = 1140$ cm, $h = 3$ cm											
vorher	4,9	-13,0	+6,3	+12,5	0,40	Einstellung	24	34	44	54	39
nachher	4,9	-13,0	+6,8	+13,2	0,435	Beobachtung	e. v. U_1	v. U_1	h. U_1	e. h. U_1	
vorher	4,9	-13,0	+6,8	+13,2	0,38	Einstellung	28	38	48	58	43
nachher	4,9	-12,5	+6,8	+13,1	0,39	Beobachtung	e. v. U_1	v. U_1	h. U_1	e. h. U_1	
vorher	6,5	-12,5	+6,8	+13,1	0,46	Einstellung	28	38	48	58	48
nachher	6,5	-12,5	+6,8	+13,0	0,44	Beobachtung	e. v. U_1	v. U_1	u.	h. U_1	

Abkürzungen: e. v. U_1 = erheblich vor U_1 , v. U_1 = vor U_1 , u. = unsicher ob vor oder hinter U_1 , w. h. U_1 = wenig hinter U_1 , h. U_1 = hinter U_1 , e. h. U_1 = erheblich hinter U_1 .

Tabelle II.

S	$\frac{v}{V}$	α	$\frac{e}{m}$	
			elektrostatisch	elektromagn.

I. $L = 940$ cm

279	0,132	$\frac{1}{1470}$	$4,25 \cdot 10^{17}$	$1,42 \cdot 10^7$
362	0,153	$\frac{1}{1310}$	$3,80 \cdot 10^{17}$	$1,27 \cdot 10^7$
420	0,166	$\frac{1}{1230}$	$3,56 \cdot 10^{17}$	$1,19 \cdot 10^7$

II. $L = 1140$ cm

326	0,137	$\frac{1}{1800}$	$3,78 \cdot 10^{17}$	$1,26 \cdot 10^7$
364	0,151	$\frac{1}{1290}$	$3,73 \cdot 10^{17}$	$1,24 \cdot 10^7$
403	0,168	$\frac{1}{1290}$	$3,75 \cdot 10^{17}$	$1,25 \cdot 10^7$

Hinblick auf die zu fürchtenden systematischen Beobachtungsfehler müssen für α die Werthe

$$\frac{1}{1600} \quad \text{und} \quad \frac{1}{1050}$$

noch als recht wohl möglich bezeichnet werden; die Werthe

$$\frac{1}{1900} \quad \text{und} \quad \frac{1}{900}$$

dagegen sind schon sehr unwahrscheinlich. Entsprechend ergeben sich für e/m bei elektrostatischem oder elektromagnetischem Maass die Werthe

$$4,64 \cdot 10^{17} \quad \text{und} \quad 3,04 \cdot 10^{17},$$

$$1,55 \cdot 10^7 \quad \text{und} \quad 1,01 \cdot 10^7$$

als gut möglich, die Werthe

$$5,51 \cdot 10^{17} \quad \text{und} \quad 2,61 \cdot 10^{17},$$

$$1,84 \cdot 10^7 \quad \text{und} \quad 0,87 \cdot 10^7$$

dagegen als sehr unwahrscheinlich.

(Eingegangen 6. September 1899.)

3. Ueber die Abhängigkeit des elektrischen Leitvermögens vom Druck; von G. Tammann.

Wie früher gezeigt wurde, kann man den Druckeinfluss auf das Leitvermögen verdünnter Lösungen bis zu Drucken von 500 Atm. in guter Uebereinstimmung mit der Erfahrung unter gewissen Voraussetzungen, die sich zum Theil aus den allgemeinen Anschauungen über die Elektrolyse ergeben, berechnen.¹⁾ Sowohl über die Abhängigkeit des Druckeinflusses vom Dissociationsgrad der Elektrolyte, als auch über die Abhängigkeit desselben von der Concentration, der Temperatur und der Natur des Lösungsmittels sind wir einigermaassen entweder durch die directe Erfahrung oder durch Folgerungen aus den allgemeinen Anschauungen über Elektrolyse, die bisher durch die directe Erfahrung bestätigt wurden, unterrichtet.

Ganz unbekannt war bisher der Einfluss höherer Drucke, über 1000 Atm., auf das Leitvermögen. Diese Lücke ist durch die im Folgenden mitgetheilten Versuche über den Einfluss des Druckes auf die Lösungen eines fast vollständig und eines wenig dissociirten Elektrolyten, auf je eine verdünnte Lösung von Chlornatrium und Essigsäure, bis zu Drucken von 3600 Atm. gefüllt worden.

Mit der Frage nach dem Druckeinfluss auf das Leitvermögen von Lösungen hängt eng zusammen die Frage nach dem Druckeinfluss auf die Zähigkeit des Wassers und seiner Lösungen, und die nach der Abhängigkeit der Zähigkeit einer Lösung von ihrer Concentration. Auch auf diese Fragen soll im Folgenden etwas näher eingegangen werden.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. 17. p. 726. 1895; 27. p. 457. 1898.

Versuchsergebnisse.

Das Widerstandsgefäß, das am besten die Wirkung hoher Drucke ohne erhebliche Capacitätsänderung vertrug, hatte die früher beschriebene Form.¹⁾ Der Abstand der Elektroden voneinander betrug nur 0,4 cm. Durch Drucksteigerung auf 3500 Atm. wurden dieselben um 2 Proc. ihres ursprünglichen Abstandes einander genähert, wenn die Spannweite des Glasbogens, in dem die Platindrähte eingeschmolzen sind, 1 cm beträgt. Die durch diesen Umstand bedingten Correctionen sind nicht angebracht worden, weil ihre Beträge wahrscheinlich durch Streckung der Platindrähte, an denen die Elektroden befestigt waren, nicht unerheblich herabgedrückt werden. Diese den Resultaten noch anhaftende Unsicherheit kann ihrer Grösse nach die weiteren Folgerungen kaum beeinflussen. Widerstandsgefässe anderer Form und grösserer Capacität mit ins Gefäss führenden, eingeschmolzenen oder eingekitteten Elektrodendrähten konnten nicht verwandt werden, weil hier entweder die Eintrittsstellen zerdrückt oder die Elektroden verschoben wurden. Die Zuleitungsdrähte wurden, wie früher²⁾, isolirt aus dem Druckcylinder geführt. Ueber den Druckapparat selbst und die Manometercorrectionen ist in diesen Annalen³⁾ nachzusehen. Die Widerstandsbestimmungen wurden nach der bekannten Methode von F. Kohlrausch ausgeführt. Der Widerstand der Zuleitung betrug 0,015 Ohm, der Widerstand der Lösung 50—100 Ohm. Anfänglich, beim Druck einer Atmosphäre, wurde gegen den Widerstand der Lösung ein gleicher Widerstand geschaltet und derselbe während einer Versuchsreihe nicht geändert. Die Einstellung aufs Telephonminimum konnte immer bis auf 0,2 Theilstriche der Brückenwalze, also auf 0,001 des Widerstandes, genau ausgeführt werden. Zum Schluss, nach Erreichung des höchsten Druckes, wurde nochmals der Widerstand bei gewöhnlichem Druck bestimmt. Die Differenz beider Bestimmungen betrug bei den

1) Vgl. A. Bogojawlensky u. G. Tammann, Fig. 1, Zeitschr. f. physik. Chem. 27, p. 467. 1898.

2) Vgl. Fig. 2, l. c.

3) Wied. Ann. 68, p. 557. 1899.

hier mitgetheilten Bestimmungen höchstens 0,002 des Widerstandes. Die Temperaturabgaben beziehen sich auf die Scala der Physikalischen Reichsanstalt. Die Badtemperatur wurde bis auf 0,02° während Festlegung einer Isotherme constant erhalten. Nach einer Druckänderung von 500 kg wurde 20 Min. bis zur Vornahme der endgültigen Einstellungen des Telephonminimums gewartet.

In folgender Tabelle sind die Resultate der Messungen, der corrigirten Drucke, gemessen in Kilogramm pro 1 qcm und die zu diesen gehörigen Verhältnisse der Widerstände beim Druck $p = 1$ kg und p kg, $R_p/R_{p=1}$, nach Anbringung der Calibercorrectionen des Drahtes der Brückenwalze aufgeführt. Dann folgen beistehend die für Drucke von 500 zu 500 kg graphisch interpolirten Werthe von $R_p/R_{p=1}$.

Chlornatriumlösung $\frac{1}{10}$ -normal.

$t = 0,06^\circ$				$t = 20,05^\circ$			
p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$
1	1,000	1	1,000	1	1,000	1	1,000
778	0,904	500	0,925	774	0,941	500	0,956
1252	0,875	1000	0,889	1250	0,924	1000	0,932
1733	0,862	1500	0,869	1725	0,914	1500	0,918
2251	0,856	2000	0,858	2216	0,911	2000	0,912
2715	0,854	2500	0,854	2713	0,911	2500	0,910
3242	0,856	3000	0,855	3222	0,911	3000	0,910
3719	0,856	3500	0,857	3720	0,913	3500	0,912
		4000	0,858			4000	0,915

$t = 40,07^\circ$			
p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$
1	1,000	1	1,000
776	0,962	500	0,973
1237	0,953	1000	0,958
1723	0,945	1500	0,949
2214	0,944	2000	0,943
2693	0,944	2500	0,944
3192	0,949	3000	0,947
3710	0,953	3500	0,952
		4000	0,956

Essigsäurelösung $\frac{1}{10}$ -normal.

$t = 0,11^{\circ}$				$t = 20,14^{\circ}$			
p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$
1	1,000	1	1,000	1	1,000	1	1,000
777	0,787	500	0,855	787	0,784	500	0,855
1259	0,687	1000	0,734	1252	0,692	1000	0,738
1729	0,615	1500	0,644	1725	0,619	1500	0,650
2218	0,554	2000	0,582	2211	0,550	2000	0,582
2720	0,497	2500	0,526	2709	0,510	2500	0,526
3214	0,478	3000	0,487	3210	0,468	3000	0,487
3714	0,447	3500	0,460	3714	0,432	3500	0,447
		4000	0,430			4000	0,410

$t = 40,07^{\circ}$			
p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$	p kg	$\frac{R_p}{R_{p=1}}$
1	1,000	1	1,000
776	0,793	500	0,862
1250	0,698	1000	0,742
1713	0,627	1500	0,653
2219	0,562	2000	0,588
2671	0,518	2500	0,532
3214	0,472	3000	0,490
3712	0,439	3500	0,454
		4000	0,420

Wie vorauszusehen, beeinflusst der Druck den Widerstand der verdünnten Chlornatrium- und Essigsäurelösungen in ganz verschiedener Weise (vgl. Fig. 1). Der Widerstand der Essigsäurelösung nimmt mit steigendem Druck langsamer als proportional dem Druck ab und übertrifft diese Abnahme bei gleichen Drucken die der Widerstände der Chlornatriumlösung recht erheblich. Die Widerstandscurven der Essigsäure für 0° , 20° und 40° liegen nahe zusammen, die für 0° und 20° schneiden sich mehrmals, die für 40° überlagert bis 3000 kg die beiden anderen, über 3000 kg schneidet sie die Curve für 0° . Ganz anders ist das Verhalten des Widerstandes der Chlornatriumlösung, hier nimmt mit steigendem Druck der Widerstand zuerst ab, erreicht ein Minimum und nimmt schliesslich viel langsamer, als anfangs ab, wieder zu. Das Minimum des Widerstandes verschiebt sich mit der Temperatur. Für 0° liegt das Minimum bei ca. 2600, für 20° bei ca. 2700 kg und für 40° bei 2000 kg. Gleichzeitig nimmt mit steigender Temperatur der Einfluss des

Druckes bei gleichen Drucken ab, und die Curven werden in Bezug auf eine durch das Minimum gehende Symmetrieaxe symmetrischer.

Abhängigkeit der Ionenreibung und der Zähigkeit vom Druck.

Die Dissociation in einer Lösung ist bekanntlich im Gegensatz zur Dissociation in Gasen, soweit die Erfahrung reicht, immer von einer Contraction begleitet, dementsprechend muss dieselbe in Lösungen mit steigendem Druck zunehmen, in Gasen aber abnehmen oder, falls keine Volumenänderung die Gasreaction begleitet, unabhängig vom Druck sein.

Auf den Dissociationsgrad eines fast vollständig dissociirten Elektrolyten, wie Chlornatrium in $\frac{1}{10}$ -normaler Lösung ($\alpha=0,9$), kann die Drucksteigerung von 1 auf 500 kg eine Vergrößerung des Dissociationsgrades um höchstens 1,5 Proc. hervorrufen, wenn die Volumenänderung bei der Dissociation eines g-Moleküles Chlornatrium 10 ccm beträgt. Nun ist aber letztere Grösse sicher bedeutend kleiner und beträgt in Wirklichkeit vielleicht nicht mehr als $\frac{1}{10}$ jener. Dass diese Volumenänderung sehr gering ist, folgt aus dem Fehlen eines Einflusses der Dissociation auf den Binnendruck der Chlornatriumlösungen. Infolge dessen kann man den Druckeinfluss auf den Dissociationsgrad der Chlornatriumlösungen vernachlässigen, und erhält nahezu den Druckeinfluss auf die Ionenreibung η , wenn man von der Druckänderung des Widerstandes R , die der Volumenänderung Δv , der Lösung subtrahirt:

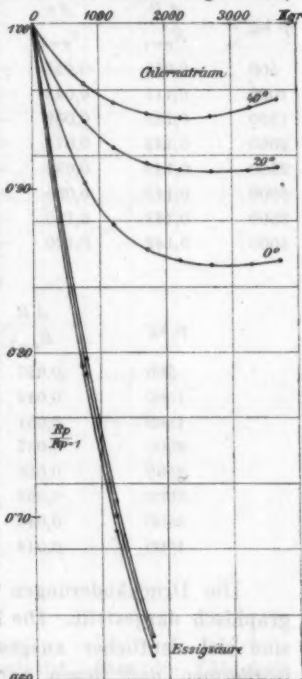


Fig. 1.

$$\frac{1}{\eta_{p=1}} \frac{\Delta \eta}{\Delta p} = \frac{1}{R_{p=1}} \frac{\Delta R}{\Delta p} - \frac{1}{v_{p=1}} \frac{\Delta v}{\Delta p}$$

Man findet die zur Ausführung dieser Rechnung notwendigen Daten in folgender Tabelle. Zuerst für die Drucke p die Werthe $\Delta R/R_{p=1}$, dann die Werthe $\Delta v/v_{p=1}$, interpolirt aus der Tabelle Amagat's und schliesslich die Differenzen beider Werthe, die Druckänderungen der Ionenreibung $\Delta \eta/\eta_{p=1}$.

p kg	$t = 0,0^\circ$			$t = 20,0^\circ$		
	$-\frac{\Delta R}{R_{p=1}}$	$-\frac{\Delta v}{v_{p=1}}$	$\frac{\Delta \eta}{\eta_{p=1}}$	$-\frac{\Delta R}{R_{p=1}}$	$-\frac{\Delta v}{v_{p=1}}$	$\frac{\Delta \eta}{\eta_{p=1}}$
500	0,075	0,023	- 0,052	0,044	0,021	- 0,023
1000	0,111	0,043	- 0,068	0,068	0,039	- 0,029
1500	0,131	0,059	- 0,071	0,082	0,055	- 0,027
2000	0,142	0,074	- 0,068	0,088	0,069	- 0,019
2500	0,146	0,088	- 0,058	0,090	0,082	- 0,008
3000	0,145	0,095	- 0,050	0,090	0,094	+ 0,004
3500	0,143	0,110	- 0,033	0,088	0,104	+ 0,016
4000	0,142	0,120	- 0,022	0,085	0,113	+ 0,028

p kg	$t = 40,0^\circ$		
	$-\frac{\Delta R}{R_{p=1}}$	$-\frac{\Delta v}{v_{p=1}}$	$\frac{\Delta \eta}{\eta_{p=1}}$
500	0,027	0,020	- 0,007
1000	0,042	0,038	- 0,004
1500	0,051	0,053	+ 0,002
2000	0,057	0,068	+ 0,011
2500	0,056	0,080	+ 0,024
3000	0,053	0,092	+ 0,039
3500	0,048	0,102	+ 0,054
4000	0,044	0,111	+ 0,067

Die Druckänderungen der inneren Reibung sind Fig. 2 graphisch dargestellt. Die Minima der Ionenreibungsisotherme sind viel deutlicher ausgesprochen als die der Widerstandsisothermen und liegen natürlich bei kleineren Drucken als diese. Auch die Verschiebung der Minima der Ionenreibungsisothermen mit steigender Temperatur zu niederen Drucken tritt deutlicher auf. Bei ca. $50-60^\circ$ würde das Minimum bei gewöhnlichem Druck liegen, von dieser Temperatur an würde sich das Wasser auch in dieser Beziehung wie die übrigen Flüssigkeiten verhalten.

Um den Vergleich zwischen den Druckänderungen der Ionenreibung einer verdünnten Lösung und der Zähigkeit des

reinen Wassers durchzuführen, tragen wir in das Diagramm jener auch diese ein.

Ueber den Einfluss des Druckes auf die Zähigkeit des Wassers sind von Röntgen¹⁾, Warburg und Sachs²⁾ und schliesslich von R. Cohen³⁾ Versuche angestellt worden. Von

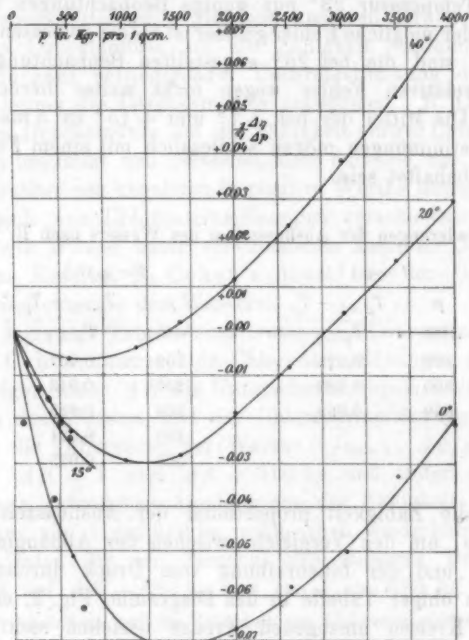


Fig. 2.

den ersten Beobachtern wurde constatirt, dass die Zähigkeit des Wassers mit steigendem Druck abnimmt, dass dagegen die Zähigkeit anderer Flüssigkeiten mit steigendem Druck zunimmt. Von R. Cohen wurden die Untersuchungen über den Einfluss des Druckes auf die Ausflusszeit von Wasser aus einem Glasrohr auf grössere Druck- und Temperaturgebiete

1) W. C. Röntgen, Wied. Ann. 22. p. 510. 1884.

2) E. Warburg u. J. Sachs, l. c. p. 518.

3) R. Cohen, Wied. Ann. 45. p. 666. 1892.

ausgedehnt. Man findet in der Arbeit R. Cohen's die relativen Aenderungen der Ausflusszeiten $T - (T_{p=1} - T_p) / T_{p=1}$ — für $+15^\circ$ bis zu 900 Atm. und für $+1^\circ$ bis zu 600 Atm. Wie man aus den einzelnen Bestimmungen der Ausflusszeit ersieht, kann der Fehler der relativen Aenderung derselben bis 0,01 steigen. Da bei der Temperatur 23° nur wenige Beobachtungen vorliegen und hier der mögliche Fehler grösser ist als die gemessene Aenderung, so sind die bei 23° angestellten Beobachtungen ihrer grossen relativen Fehler wegen nicht weiter berücksichtigt worden. Die Mittel der bei $+1^\circ$ und $+15^\circ$ ca. 5 mal wiederholten Bestimmungen mögen schliesslich mit einem Fehler von $\pm 0,002$ behaftet sein.

Druckänderungen der Ausflusszeiten des Wassers nach R. Cohen.

$t = +1^\circ$		$t = +15^\circ$	
p	$\frac{T_{p=1} - T_p}{T_{p=1}}$	p	$\frac{T_{p=1} - T_p}{T_{p=1}}$
Atm.		Atm.	
100	0,021	100	0,007
300	0,038	200	0,013
600	0,063	300	0,015
		400	0,021
		500	0,025

Da die Zähigkeit proportional der Ausflusszeit ist, so kann man, um den Vergleich zwischen der Abhängigkeit der Zähigkeit und der Ionenreibung vom Druck durchzuführen, die Daten obiger Tabelle in das Diagramm, Fig. 2, eintragen. Die von Kreisen umzogenen Kreuze beziehen sich auf die letzteren. Man übersieht nun sofort, dass die Ionenreibung einer verdünnten Lösung und die Zähigkeit des Lösungsmittels sich, soweit die Erfahrung reicht, in gleicher Weise mit dem äusseren Druck ändern. Man kann also die *Isothermen der Ionenreibung auch als die der Zähigkeit des Wassers betrachten*. Man ersieht, dass das Wasser betreffs Abhängigkeit seiner Zähigkeit vom Druck sich abweichend von anderen Flüssigkeiten nur in einem Zustandsgebiet, das sich von ca. 50° über 0° hinaus und den entsprechenden Drucken von 1 und 1450 Atm. erstreckt, verhält.

Berechnung des Druckeinflusses auf die Zähigkeit von
Chlornatriumlösungen.

Macht man Gebrauch von dem Satze, dass die Druckänderungen der Eigenschaft einer Lösung gleich sind denen des Lösungsmittels unter einem äusseren Druck, der gleich ist der Binnendrucksdifferenz ΔK zwischen der Lösung und dem Lösungsmittel unter gleichem äusseren Druck, so kann man den Druckeinfluss auf die Zähigkeit verdünnterer Lösungen in ganz befriedigender Uebereinstimmung der Zähigkeitsisotherme des Lösungsmittels entnehmen. R. Cohen hat auch den Druckeinfluss auf die Zähigkeit einiger Chlornatriumlösungen bestimmt und gefunden, dass derselbe mit steigender Concentration von negativen in positive Werthe übergeht. Verhalten sich nun Chlornatriumlösungen verschiedener Concentration wie Wasser unter verschiedenen äusseren Drucken, so folgt das Resultat R. Cohen's direct aus der Gestalt der Zähigkeitsisotherme des Wassers.

In folgender Tabelle sind erstens die Concentrationen der von R. Cohen untersuchten Chlornatriumlösungen aufgeführt, dann folgen unter ΔK die Unterschiede zwischen den Binnendruck des Wassers und der Chlornatriumlösungen¹⁾, ferner unter a die Differenzen der Werthe $1/\eta_{p=1}$, $\Delta\eta/\Delta p$ für die Drucke $\Delta K + 1$ und $\Delta K + 310$ kg und unter b die von R. Cohen gefundenen Aenderungen der Zähigkeit bei Drucksteigerung von 1 auf 310 kg, schliesslich wiederholen sich dieselben Daten für den Zuwachs des äusseren Druckes von $\Delta K + 1$ auf $\Delta K + 620$ kg und von 1 auf 620 kg.

Druckeinfluss auf die Zähigkeit von Chlornatriumlösungen.

Proc.-Gehalt	4 %	8 %	13,8 %	25,7 %
ΔK in kg	444	887	1264	2345
bei 0° a	—	— 0,012	— 0,005	+ 0,007
bei +2° b	—	— 0,015	— 0,008	+ 0,021
bei 20° a	—	+ 0,000	+ 0,002	+ 0,007
bei 14,5° b	—	+ 0,002	+ 0,003	+ 0,022
bei 0° a	— 0,021	— 0,006	—	+ 0,016
bei +2° b	— 0,028	— 0,007	—	+ 0,041
bei 20° a	+ 0,001	+ 0,007	—	+ 0,014
bei 14,5° b	+ 0,003	+ 0,017	—	+ 0,044

1) Zeitschr. f. physik. Chem. 13. p. 174. 1894.

Bis zur Concentration 15 Proc. ist die Uebereinstimmung eine befriedigende. Bei 25 Proc. ist der berechnete Zuwachs der Zähigkeit kleiner als der gefundene, was durch eine schnellere Zunahme des Druckeinflusses auf die Zähigkeit des gelösten Stoffs bedingt ist.

Die Druckänderung der Zähigkeit von Lösungen wechselt bei derjenigen Concentration ihr Vorzeichen, deren Binnendruckdifferenz gleich ist dem äusseren Druck, bei dem die Zähigkeitsisotherme des Wassers ein Minimum hat.

Abhängigkeit der Zähigkeit wässriger Lösungen von der Concentration.

Man ersieht sofort, dass, wenn die Zähigkeit des gelösten Stoffs sich von der Zähigkeit des Lösungsmittels nicht unterscheidet, die Zähigkeit einer solchen Lösung sich mit der Concentration, entsprechend der Aenderung des Binnendruckes, ändern wird. Ist diese Aenderung des Binnendruckes in ihr Abhängigkeit von der Concentration im speciellen Falle bekannt, so hat man für die entsprechenden ΔK -Werthe die Zähigkeiten der Lösungen unter dem Drucke 1 Atm. der Zähigkeitsisotherme des Lösungsmittels zu entnehmen. Dieser ideale Fall wird wohl aber kaum vorkommen. In vielen Fällen wird die Abhängigkeit der Zähigkeit des Lösungsmittels vom Binnendruck ganz von der Zähigkeitsänderung durch den gelösten Stoff verdeckt, und nur bei starken Verdünnungen kann dann die Verminderung der Reibung des Wassers zum Vorschein kommen. Diese Verminderung der Zähigkeit des Wassers durch geringe Salzzusätze muss bei Abnahme der Temperatur (von 50—0°) bei gleichen Zusätzen wachsen.

Ueberblickt man die von A. Sprung¹⁾ gegebenen Tafeln, auf denen die Abhängigkeit der Zähigkeit für mehrere Salzlösungen in Wasser von der Concentration dargestellt ist, so findet man unter den Curven mehrere, die für Ammoniumchlorid, -bromid, -nitrat und die für Kaliumchlorid, -bromid, -jodid, -nitrat, welche der Zähigkeitsisotherme des Wassers sehr ähnlich sind und mit steigender Temperatur ihre Gestalt in ganz ähnlicher Weise wie die Zähigkeitsisotherme des Wassers ändern. Stellt man für Chlorammonium die Zähigkeiten gra-

1) A. Sprung, Pogg. Ann. 159. p. 1. 1876. Taf. I.

phisch in Abhängigkeit von der Binnendrucksdifferenz ΔK dar, so fällt die Zähigkeitscurve der Chlorammoniumlösungen für 20° mit der Zähigkeitsisotherme des Wassers für 20° bis zur Concentration 16 Proc., entsprechend dem ΔK -Werth 930 kg, zusammen. Die Zähigkeitscurve der Chlorammoniumlösungen für 0° liegt dann unterhalb und die für 40° oberhalb der entsprechenden Zähigkeitsisotherme des Wassers. Die Abhängigkeit der Zähigkeit des gelösten Chlorammoniums von der Temperatur ist also von der des Wassers merklich verschieden. Aehnliches findet man bei den Lösungen des Kaliumjodids.

Die Abhängigkeit des Dissociationsgrades der Essigsäure vom Druck.

Unter zwei Voraussetzungen kann man aus den Messungen des Druckeinflusses auf den Widerstand der Essigsäurelösung den Druckeinfluss auf den Dissociationsgrad der gelösten Essigsäure ableiten. Die erste dieser Voraussetzungen ist die, dass sich die Volumina der $1/10$ -normalen Essigsäure und der $1/10$ -normalen Chlornatriumlösung mit dem Druck so ändern, wie das Volumen des Wassers. Der höchstmögliche Fehler dieser Annahme übersteigt nicht 1 Proc. der Volumenänderungen. Das Zutreffen der zweiten Voraussetzung, dass die Ionenreibungen in beiden Lösungen in gleicher Weise vom Druck abhängen, ist fraglich. Eine Entscheidung über diese Frage könnten Untersuchungen über die Abhängigkeit der Ionenreibung des Natriumacetats vom Druck bringen.

Unter diesen Voraussetzungen kann man den Einfluss des Druckes auf den Dissociationsgrad α der Essigsäure erfahren, wenn man von den relativen Widerständen der Chlornatriumlösungen die der Essigsäurelösungen unter gleichen Drucken subtrahirt:

$$(1) \quad \left(\frac{R_p}{R_{p=1}} \right)_{\text{NaCl}} - \left(\frac{R_p}{R_{p=1}} \right)_{\text{Essigsäure}} = \frac{\frac{1}{\alpha_{p=1}} - \frac{1}{\alpha_p}}{\frac{1}{\alpha_{p=1}}} = \frac{\alpha_p - \alpha_{p=1}}{\alpha_p}.$$

Diesen Quotienten kann man auch noch auf anderem Wege berechnen. Bekanntlich gilt nach M. Planck die Beziehung:

$$(2) \quad \frac{d \log_{\text{nat}} K}{d p} = - \frac{\Delta v}{1000 R T},$$

wo K die Dissociationsconstante und Δv die Volumenänderung bei der Dissociation der Essigsäure in $1/10$ -normaler Lösung bedeutet. Um diese Gleichung integrieren zu können, machen wir die Annahme, dass Δv vom Druck, wie das Volumen des Wassers und von der Temperatur, wie die Volumenänderung bei der Neutralisation¹⁾ abhängt. Als Werth von Δv bei 20° nehmen wir $10,3 \text{ ccm an.}^2)$ Berechnet man dann für von 1000 zu 1000 kg steigende Drucke die Werthe $\Delta v/1000 RT$, so erhält man folgende Interpolationsgleichungen:

$$(3) \quad \begin{cases} 0^\circ \frac{d \log K}{dp} = 0,0002073 - 7,15 \times 10^{-9} p + 4,5 \times 10^{-13} p^2 \\ 20^\circ \frac{d \log K}{dp} = 0,0001809 - 7,20 \times 10^{-9} p + 5,5 \times 10^{-13} p^2 \\ 40^\circ \frac{d \log K}{dp} = 0,0001622 - 7,00 \times 10^{-9} p + 6,5 \times 10^{-13} p^2. \end{cases}$$

Integriert man diese Gleichungen, so erhält man die Gleichungen für die Werthe $\log (K_p/K_{p=1})$, mit deren Hülfe die Werthe $\log (R_p/K_{p=1})$ von 1000 zu 1000 kg berechnet wurden. Schliesslich ergeben sich mit Hülfe der Gleichung

$$(4) \quad \alpha = \frac{Kv}{2} \left(\sqrt{\frac{1+4}{Kv}} - 1 \right)$$

die Werthe α_p .

In folgender Tabelle sind die so erhaltenen Quotienten $(\alpha_p - \alpha_{p=1})/\alpha_p$ unter ber. verzeichnet, unter gef. findet man die aus den Messungen des elektrischen Widerstandes mit Hülfe der Beziehung (1) abgeleiteten Werthe $(\alpha_p - \alpha_{p=1})/\alpha_p$. Diese Werthe sollten übereinstimmen. Doch findet man eine ziemlich befriedigende Coincidenz nur bei einer Temperatur bei 20° , bei 0° sind die gefundenen Werthe kleiner als die berechneten und bei 40° findet man das umgekehrte Verhältniss. Man ersieht aus Formel (2), dass der Druckeinfluss auf die Dissociationsconstante für die Dissociation im Wasser und wohl auch in anderen Lösungsmitteln mit steigender Temperatur abnehmen muss, weil T im Nenner zunimmt und Δv im Zähler für das Lösungsmittel Wasser von $0-50^\circ$ ebenfalls abnimmt. Die nach (1) abgeleiteten Aenderungen des Dissociationsgrades

1) Zeitschr. f. physik. Chem. 16. p. 142. 1895.

2) l. c. 27. p. 461. 1898.

geben aber ein Anwachsen desselben mit steigender Temperatur. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich der, dass die Reibung der Ionen der Essigsäure nicht so wie die der Chlornatriumionen von der Temperatur und dem Drucke abhängt. Man müsste, um ein besseres Resultat zu erhalten, in Gleichung (1) nicht die Druckabhängigkeit der Widerstände der Chlornatriumlösung, sondern die der äquivalenten Natriumacetatlösung einführen.

$$\frac{\alpha_p - \alpha_p = 1}{\alpha_p}$$

p kg	$t = 0^\circ$	20°	40°
500	—	{ 0,100 0,103	0,076 ber. 0,111 gef.
1000	{ 0,190 0,155	0,169 0,194	0,153 ber. 0,216 gef.
2000	{ 0,341 0,276	0,304 0,330	0,277 ber. 0,355 gef.
3000	{ 0,464 0,368	0,417 0,423	0,383 ber. 0,457 gef.
4000	{ 0,562 0,428	0,504 0,505	0,472 ber. 0,536 gef.

Beim Drucke von 3600 kg enthält die Essigsäurelösung in derselben Gewichtsmenge doppelt so viel Ionen als unter gewöhnlichem Druck. In demselben Verhältniss ändert sich auch ihre Avidität der Salzsäure gegenüber (J. Thomsen-S. Arrhenius). Bei anderen Stoffen, wie beim Ammoniak und der Kohlensäure, deren Δv ca. 2,5 mal grösser ist als das der Essigsäure, würde die Verdoppelung der Ionenzahl schon bei etwas über 1000 kg erreicht werden. Dem grossen Druckeinfluss auf die wenig dissociirten Elektrolyte steht die Unabhängigkeit des Dissociationsgrades stark dissociirter Elektrolyte gegenüber.

Bei Aenderung des Druckes in Flüssigkeiten um wenige Atmosphären darf man Aenderungen der Gleichgewichte zwischen den gelösten Stoffen und durch diese bedingte Aenderungen der Reactionsgeschwindigkeiten, die durch die gewöhnlichen Methoden der Konzentrationsbestimmung wahrnehmbar sind, nicht erwarten. Dagegen könnte in tiefen Meeren der Einfluss des Druckes auf Reactionen im Meerwasser schon merklich

werden. In der Tiefe von 5000 m (550 kg) wäre der Dissoziationsgrad der gelösten Kohlensäure ungefähr 1,4 mal und in der Tiefe von 10000 m 1,7 mal so gross als an der Oberfläche. Dementprechend würde auch die Lösungsgeschwindigkeit des neutralen kohlensauren Kalkes mit der Tiefe zunehmen. In der That finden sich Calciumcarbonatablagerungen nur bis ca. 5000 m Meerestiefe.

Ueber den Einfluss des Druckes auf das chemische Gleichgewicht in Flüssigkeiten und die hiermit zusammenhängenden Aenderungen der Reaktionsgeschwindigkeit sind unrichtige Ansichten, die sich zum Theil auf eine unrichtige Interpretation von Versuchsergebnissen stützen, sehr verbreitet. Soll untersucht werden, ob zwei Stoffe aufeinander einwirken, so werden sie gewöhnlich in einem geeigneten Lösungsmittel gelöst und, nachdem die Mischung einige Zeit bei Zimmertemperatur verblieb, auf eventuelle Veränderungen der ursprünglichen Stoffe gefahndet. Bleibt eine solche aus, so wird die Mischung auf der Temperatur des Siedepunktes der Lösung unter Luftdruck erhalten, bleibt auch hier die gewünschte Reaction aus, so wird schliesslich das Gemisch im geschlossenen Glasrohr auf ca. 130° erwärmt. Häufig wird die erwartete Reaction unter diesen Bedingungen deutlich merkbar. Ist nun das erste Temperaturintervall grösser als das zweite, so glaubt man sich besonders berechtigt, der geringen Drucksteigerung von 10 bis 20 Atm. im Schiessrohre einen ganz erheblichen Einfluss auf die Reaktionsgeschwindigkeit zuschreiben zu dürfen. Das Anwachsen der Reaktionsgeschwindigkeit ist hier aber einzig und allein der Temperatursteigerung und nicht der Drucksteigerung zuzuschreiben.

(Eingegangen 25. September 1899.)

4. Ueber einen experimentellen und theoretischen Trugschluss in der Elektrizitätslehre; von Ernst Lecher.

(Nach den Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien Bd. CVIII,
Abth. IIa, 18. Juli 1899, bearbeitet vom Hrn. Verfasser.)

W. König¹⁾ hat ein Verfahren beschrieben, welches eine fortdauernde Drehung eines Magnetpoles um einen stromdurchflossenen Leiter hervorbringt. Er bezieht sich dabei auf p. 160 des bekannten Werkes von Ebert „Magnetische Kraftfelder“. — Ich hingegen leugnete seinerzeit²⁾ die Thatsache, dass ein stromdurchflossener Leiter einen Magnetpol constant längst den Stromkraftlinien herumrotiren lasse. —

Der entsprechende alte Pohl'sche (?) Versuch ist in fast allen Lehrbüchern der Elektrizitätslehre beschrieben und wird gewöhnlich als äusserst bequemer Ausgangspunkt für weitere Schlüsse benutzt, trotzdem er theoretisch und experimentell falsch ist, wie sich durch folgende einfache Abänderung dieses Versuches leicht zeigen lässt.

Die beiden Magneten sn und $s'n'$ hängen mittels des zweimal rechtwinklig gebogenen Drahtes $sr r's'$ an dem Faden cg . — In der Mitte von rr' sind zwei Zacken angelöthet, welche in die kleine Quecksilberinne ww eintauchen. BB' ist die Batterie. Der eine Pol B' bleibt dauernd mit dem möglichst langen verticalen Drahte a verbunden. Am oberen Ende dieses Drahtes ist das Quecksilbernäpfchen b . — Von da kann der Strom in zweierlei Weise weitergehen.

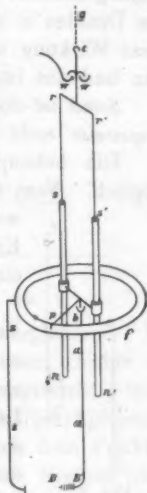


Fig. 1.

1) W. König, Wied. Ann. 60. p. 519. 1897.

2) E. Lecher, Wied. Ann. 54. p. 282. 1895.

Er fließt entweder über den horizontalen Draht p in die Quecksilberrinne f und über den Draht z zur Batterie B zurück. Es ist das die alte Schaltung und der allbekannte, nach meiner Ansicht falsche Versuch. Oder aber man verbindet B nicht mit z , sondern in weitem Bogen mit der oberen, kleinen Quecksilberrinne w ; dann fließt der Strom wieder durch den geraden Draht a , das Quecksilbernäpfchen b , geht jedoch nun in die oberen Hälften der beiden Magnete und über $s r w$ und $s' r' w$ zu B zurück. Bei der ersten Schaltung genügt eine Stromstärke von 1,5 Amp., um die bekannte Drehung hervorzubringen. — Bei der zweiten Schaltung aber ist bei dem Maximum der Stromstärke, die ich ohne Gefährdung des Apparates anwenden konnte, bei ca. 30 Amp. keine Spur einer Bewegung zu bemerken. Wenn nun die Bewegungsursache bei der ersten Schaltung durch die Wirkung des Drahtes a auf die Pole n und n' gegeben ist, so müsste diese Wirkung auch bei der zweiten Schaltungsweise vorhanden sein und das ist, wie der Versuch zeigt, nicht der Fall.

Somit ist die Ursache der Rotation auch bei der ersten Schaltungsweise nicht im Drahte a , sondern im Drahte z zu suchen.

Die behauptete Drehung ist aber auch theoretisch unmöglich. Vom Standpunkte der Fernwirkungstheorie aus bewies dies schon Margules.¹⁾ Aber auch die neue Kraftlinientheorie erbringt gar keinen Grund für eine derartige Rotation.



Fig. 2.

Ueberblicken wir etwas eingehender den Verlauf der Kraftlinien in Fig. 2. Es sei n der zu betrachtende Pol, dem irgendwo ein entsprechender s -Pol zugeordnet sein muss. Der Leiter, der die Rotation hervorbringen soll, sei $a a'$. Derselbe wird nun von den Kraftlinien des Magneten (punktirt gezeichnet) einmal geschnitten. Für den Zweck der Betrachtung ist es gleichgültig, ob wir die Kraftlinien fest mit dem Magnete verbunden denken oder ob wir die ursprüngliche Anschauung Faraday's einführen, welche ich in der früher citirten Arbeit vertreten habe, wonach die Kraftlinien im Raume, aber nicht

1) M. Margules, Wied. Ann. 6. p. 59. 1879.

am Magneten haften. Nie kann bei einer Rotation von ns um aa' ein Schneiden von Kraftlinien stattfinden, es ist daher eine Rotation infolge des Stromes in aa' unmöglich.

Wenn man sich nicht mit einem so qualitativen Experiment, wie es in Fig. 1 geschildert ist, begnügen will, so zeigt es sich, dass die Durchführung eines quantitativ genaueren Versuches auf einige Schwierigkeiten stößt.

Ich versuchte experimentell die ablenkende Wirkung eines Stromes auf einen Magnetpol nach dem Oersted'schen

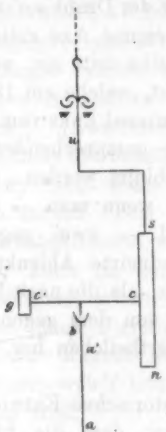


Fig. 3a.

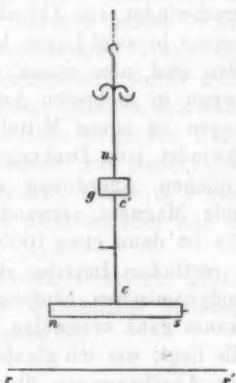


Fig. 3b.

und dem in Frage stehenden Principe zu vergleichen. Der Magnet ns (Fig. 3a) ist fest verbunden mit dem Drahte cc' , der in seiner weiteren Verlängerung das Gegengewicht g trägt. Der Strom geht durch aa' über das Quecksilbernäpfchen b , dann durch die eine Magnethälfte über s nach dem Punkte u in die kleine Quecksilberrinne w . Das ganze System hängt an einem Coconfaden und besitzt eine Spiegelablesung. Indem man zwei Schrauben bei s und u löst, kann man dann den Magneten an dieselbe Aufhänge- und Ablesevorrichtung in horizontaler Lage hängen (Fig. 3b) und unten horizontal einen Stromleiter rr' vorbeiführen. Wenn die Entfernung des Poles n vom Stromleiter die gleiche ist, so ist in beiden Versuchen alles gleich bis auf die Hebelarme und den Umstand, dass im

zweiten Falle zwei Pole wirken. Bei einer so feinen Anordnung zeigt sich nun das merkwürdige Resultat, dass auch in der ersten Stellung (Fig. 3a) immer eine Ablenkung eintritt, die aber in ihrer Grösse mit der zweiten Ablenkung (Fig. 3b) absolut nicht stimmen will. Sie ist meist kleiner und auch im Zeichen oft entgegengesetzt. Die Fehlerquelle ist leicht zu finden. Wenn aa' nicht genau centriert ist oder wenn dieser Draht irgendwo kleine Verbiegungen besitzt, dann werden bei der Rotation Kraftlinien geschnitten und das ist die Ursache der Ablenkung. Wenn aber der Draht aa' während der Beobachtung mechanisch um die eigene Axe rotirt wird, so verschwindet jede Ablenkung. Dasselbe tritt ein, wenn der Magnet ns in zwei Lagen beobachtet ist, welche um 180° verschieden sind, also einmal rechts und einmal links vom Drahte und wenn in mehreren Azimuthen die entsprechenden Beobachtungen zu einem Mittelwerthe combinirt werden. Ebenso verschwindet jede Drehung fast ganz, wenn man — der gebräuchlichen Anordnung entsprechend — zwei gegenüberstehende Magnete verwendet. Die reducirte Ablenkung bei Fig. 3a ist dann etwa 1000 mal kleiner, als die nach Fig. 3b. Diese restlichen Impulse rühren wohl von dem gegenseitigen elektrodynamischen Einflusse der Leitertheilchen her, welche sich kaum ganz vermeiden lassen.

Es liegt, wie ich glaube, in der historischen Entwicklung unserer Anschauungen über Kraftlinien, dass die Idee der Rotation eines Poles um den Strom sich so lange erhalten konnte. Faraday nämlich beschäftigte sich mit dieser Rotation lange Zeit vor Conception seines Kraftlinienbegriffes. Damals — 1821 — spricht Faraday von den Polen als selbstständigen Existenzen, er betrachtet damals den Pol als blossen Wirkungsmittelpunkt.¹⁾ Damals sagte er z. B.²⁾, dass Eisenfeilicht, über die Stromspirale gestreut, „sich sehr bald über dem Magnet in krummen, von dem einen Ende zum andern gehenden Linien anordnen und den *Weg* angeben, den der Pol nehmen würde“. Seine bekannten Rotationsversuche unternimmt er von dieser Voraussetzung aus, die sehr einfach und

1) Vgl. Uebersetzung von Kalischer 2. p. 116 u. 137. 1891.

2) l. c. p. 127.

verlockend erscheint. Die Entdeckung von Oersted und die Arbeiten von Biot und Savart schienen alle mit dieser Voraussetzung in bester Uebereinstimmung. Dass Faraday erst später — 1831 — zu einem genaueren Begriffe der Kraftlinien kam, sagt er selbst gelegentlich in einem Briefe an Tyndall¹⁾: „Es sind nun heutzutage 24 Jahre her, dass ich zum ersten Male die Aufmerksamkeit auf diese Linien lenkte.“ In späteren Jahren giebt Faraday zu wiederholten Malen Definitionen von Kraftlinien, z. B. 1851²⁾ und fast identisch 1852.³⁾ — In diesen Definitionen fehlt die bis heute oft ausgesprochene Vorstellung, dass die Kraftlinien Linien seien, längst welchen sich ein Pol bewegen müsse. Faraday war eben inzwischen zu einer bestimmteren Vorstellung gekommen⁴⁾: „Absoluter oder beziehungsloser Nord- und Süd-magnetismus ist unmöglich.“ In dieser späteren Zeit kam aber Faraday nicht mehr auf den in Rede stehenden Rotationsversuch zurück. Und da dieser Versuch zur Anschauung der Fernwirkungstheorie scheinbar stimmte, wurde es ermöglicht, dass er auch im experimentellen Studium sich mit solcher Hartnäckigkeit erhalten konnte.

Bei dem Faraday'schen Rotationsversuch gleitet der bewegliche Magnet durch die im Quecksilber feststehenden Kraftlinien, welch' letztere die Ursache der Rotation sind.

Auch die eingangs erwähnte neue Anordnung von W. König halte ich in vorliegender Frage nicht für beweisend. Derselbe verwendet eine stromdurchflossene Röhre rr' und bringt die gleichnamigen Pole hackenförmig umgebogener Magnetstäbe in das Innere derselben. Das wesentliche der Anordnung ist in Fig. 4 (mit nur einem Magneten) schematisch skizzirt. Sowohl Magnet als auch Röhre sind, jedes für sich, um die gemeinsame Axe aa dreh-

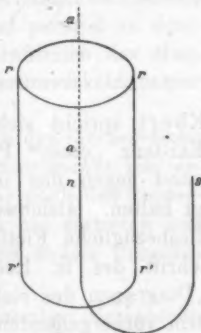


Fig. 4.

1) Vgl. Uebersetzung von Kalischer 3. p. 637. 1891.

2) l. c. p. 298. § 3071.

3) l. c. p. 367.

4) l. c. p. 388. § 3277.

bar. — Der Strom tritt in die Röhre mittels eines Quecksilbercontactes in rr ein und vermittelt eines zweiten in $r'r'$ aus. Fließt durch die Röhre ein starker Strom, so rotirt Röhre und Magnet nach entgegengesetzter Richtung. Mir erscheint dieser Versuch nur als neue Form des alten Barlow'schen Rädchens. Die Kraftlinien zwischen n und s werden durch den Leiter rr' fortwährend geschnitten. Diese Bewegung hat aber mit der angeblichen Rotation eines Poles um einen axialen stromdurchflossenen Leiter nichts zu thun.

Was schliesslich die Darstellung dieser Angelegenheit bei Ebert anlangt, so seien mir folgende Bemerkungen gestattet.

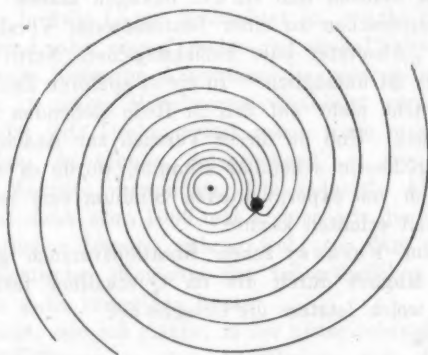


Fig. 5.

Ebert spricht sich zwar zu wiederholten Malen gegen die Existenz „eines“ Poles aus und scheint auch¹⁾ meinen Einwand gegen den in Rede stehenden Versuch für begründet zu halten. Gleichwohl ist aber an einer anderen Stelle²⁾ eine diesbezügliche Fiction ziemlich weit ausgeführt. Als Ueberschrift des in Rede stehenden Paragraphen setzt Ebert „Diagramm des elektromagnetischen Grundversuches“. Nach dem vorhergehenden ist aber das Resultat des Versuches durch secundäre Umstände bedingt und kann er daher nicht als Grundversuch bezeichnet werden. Gleichwohl könnte aber auch,

1) H. Ebert, *Magnetische Kraftfelder* p. 160. § 158. Leipzig 1896.

2) l. c. p. 179. § 174.

wie ich glaube, die weitere Darstellung des Gegenstandes vielleicht zu Irrthümern Anlass geben. Durch die bekannte Superposition der Kraftfelder des Stromes und des Magneten erhält Ebert vorstehende Zeichnung (Fig. 5), welche der Uebersichtlichkeit wegen etwas vereinfacht ist. Der Punkt links ist der Durchschnitt des Stromes, der Punkt rechts ein Südpol. Die spiralförmigen Linien stellen die Kraftlinien dar. Der Südmagnetpol ist eine Sinkstelle. Ebert erwähnt hier auch, dass, da die Linien nur scheinbar endigen, sie in den Magnet hineingehen und so aus dem Felde verschwinden. Doch sollte dann meiner Meinung nach auch ganz besonders betont werden, dass diese Linien irgendwo aus dem Nordpol herausquellen und ins Feld zurückkehren müssen. Ebert sagt in Bezug auf den Eindruck vorstehender Fig. 5: „Die sonst in sich zurückkehrenden Stromkraftlinien sind dadurch zu einer unendlichen Spirale geöffnet.“ Dieses Beispiel könnte unter der Fiction nur eines Poles als geometrisch richtig gelten, hätte aber, und das scheint mir in Ebert's Darstellung leicht übersehen werden zu können, keine physikalische Bedeutung. Es darf daher auch der Anblick dieses Kraftfeldes nicht zu weiteren physikalischen Schlüssen verwendet werden. Die vom Pole ausgehenden Kraftlinien biegen sich ja immer einmal nach oben oder unten zum anderen Pole um und treten so aus der Zeichnungsebene heraus. Denken wir uns einen Leiter und parallel zu demselben einen Magneten, so werden die Kraftlinien des Magneten schraubenförmig um den Leiter sich herumwickeln, immer aber in sich geschlossene Curven bilden.

Aus den angeführten Gründen glaube ich den hier erörterten sogenannten Fundamentalversuch als einen theoretischen und experimentellen Trugschluss erklären zu müssen: nach den theoretischen Ueberlegungen kann eine Rotation nie eintreten und die experimentell gezeigte Rotation hat ganz andere Ursachen als die bisher angenommenen.

Prag, Physikal. Institut der k. k. deutschen Universität.

(Eingegangen 5. August 1899.)

5. *Ueber die Vertheilung von freier Elektrizität
an der Oberfläche einer Crookes'schen Röhre;
von Eduard Riecke.*

Die Entladungserscheinungen der Elektrizität in verdünnten Gasen bergen trotz der vielen auf ihre Untersuchung gerichteten Arbeit noch so viele Räthsel, dass man immer hoffen kann, durch die Anwendung eines neuen Untersuchungsmittels zu neuen Aufschlüssen zu gelangen. Dieser Gedanke veranlasste mich, bei einigen mit verdünnten Gasen gefüllten Röhren Bestäubungsversuche mit dem Lichtenberg'schen Gemisch von Mennige- und Schwefelpulver zu machen. Ich hatte ursprünglich die Versuche auf eine grössere Zahl von Röhren ausgedehnt, die sich im Besitze des hiesigen physikalischen Institutes befinden; zuletzt habe ich mich auf die etwas ausführlichere Untersuchung von vier Röhren beschränkt, welche besonders charakteristische Resultate zu geben schienen. Ich schicke im Folgenden zunächst einige Bemerkungen über den Zusammenhang der Bestäubung mit der elektrischen Ladung der Glasoberfläche voraus und gehe dann über zu einem Berichte über die Versuche selbst und über ihre Ergebnisse.

1. Die Vertheilung der freien Elektrizität im Inneren einer Geissler'schen oder Crookes'schen Röhre lässt sich berechnen, sobald der Verlauf des Potentials in dem Inneren der Röhre bekannt ist. Die Vertheilung der freien Elektrizität an der inneren und an der äusseren Oberfläche der Röhre würde zu bestimmen sein, wenn auch die Potentialvertheilung in dem Glase und in dem umgebenden äusseren Raume bekannt wäre. Bei einer verhältnissmässig geringen Dicke des Glases dürfte man annehmen, dass der Differentialquotient des Potentials nach einer zu der Oberfläche senkrechten Richtung an der inneren und an der äusseren Oberfläche des Glases in diesem denselben Werth besitze. Die Summe der an der inneren und an der äusseren Oberfläche des Glases befindlichen

freien Electricität könnte dann berechnet werden, sobald der Potentialverlauf im Inneren der Röhre und in dem umgebenden äusseren Raume bekannt wäre.

Man kann nun an Stelle von Potentialmessungen die Methode der Bestäubung benutzen, um über die Vertheilung der Electricität an der Oberfläche einer Geissler'schen Röhre wenigstens einen qualitativen Ueberblick zu gewinnen.

Für die Beurtheilung der Resultate ist die folgende Bemerkung von Wichtigkeit. Während man sich vorstellen darf, dass die Potentialflächen an der inneren Oberfläche des Glases zu dieser senkrecht stehen, ist das an der äusseren Oberfläche keineswegs der Fall; die elektrischen Kräfte werden hier im allgemeinen gegen die Oberfläche mehr oder weniger geneigt sein. Wenn nun zwischen der Oberfläche des Glases und den angezogenen Staubtheilchen keine Reibung vorhanden wäre, so könnten diese nur an solchen Stellen der Oberfläche im Gleichgewicht sein, an denen die elektrische Kraft zu der Oberfläche senkrecht steht. Wenn zwischen der Glasoberfläche und den angezogenen Theilchen Reibung vorhanden ist, so kann Gleichgewicht auch noch bei schiefer Richtung der Kraft bestehen. Es sei K die ganze Intensität der elektrischen Kraft, φ der Winkel, den sie mit der Normale bildet, η der Reibungscoefficient; Gleichgewicht wird dann vorhanden sein, solange $\operatorname{tg} \varphi < \eta$ ist. Wenn also auf der Glasoberfläche ein Punkt vorhanden ist, in welchem die Kraft K gegen die Oberfläche senkrecht steht, so wird dieser umgeben sein von einem Hofe, innerhalb dessen der Staub haftet. Dieser Hof wird sich um so weiter ausbreiten, je langsamer die Neigung der Kraft K gegen die Normale sich ändert. Wenn auf der Glasoberfläche eine Linie vorhanden ist, in der die Kraft K gegen die Oberfläche senkrecht steht, so bildet der angezogene Staub ein Band von einiger Breite, dessen Axe durch jene Linie gebildet wird.

Betrachten wir solche Stellen, in denen die Kraft K zu der Oberfläche senkrecht steht, so werden wir annehmen dürfen, dass die Menge des angezogenen oder haftenden Staubes der Kraft K proportional ist. Bezeichnen wir durch n , die in den äusseren Raum hineingehende Normale der Oberfläche, das Potential durch V , so ist die gegen die Oberfläche ge-

richtete, auf die Einheit der positiven Elektricität ausgeübte Kraft $K = (dV/dn_2)$. Die Bestäubung liefert hiernach einen gewissen Maassstab für die verschiedenen Werthe, welche dieser Differentialquotient an der äusseren Oberfläche des Glases besitzt. Die Summe σ der elektrischen Dichtigkeiten an der äusseren und an der inneren Oberfläche des Glases wird, wenigstens bei sehr dünner Glaswand, gegeben sein durch:

$$\frac{dV}{dn_1} + \frac{dV}{dn_2} = -4\pi\sigma.$$

Hier bezeichnet n_1 die innere Normale der Oberfläche. Nur da, wo dV/dn_1 Null ist, giebt die Bestäubung ein Bild für die Summe der inneren und der äusseren Oberflächendichte.

Wir nehmen zwei Stellen der Glasoberfläche A und B von der Art, dass in beiden die Kraft K zu der Oberfläche senkrecht steht, dass sie aber in A nach der Glasfläche hin, in B von ihr weg gerichtet ist. Es wird dann an der Stelle A positives Mennigepulver, in B negatives Schwefelpulver angezogen werden. Ziehen wir auf der Glasoberfläche irgend eine Linie, welche die Punkte A und B verbindet. Die Stetigkeit des Ueberganges erfordert dann, dass auf dieser Linie zwischen A und B ein Punkt C sich finde, in welchem die Kraft K der Oberfläche parallel wird. Der Punkt C liegt auf alle Fälle in dem von Staub freien Gebiet. In C ist $dV/dn_2 = 0$; wenn also ausserdem $dV/dn_1 = 0$ ist, so wird auch σ gleich Null, d. h. es verschwindet in diesem Punkte die Summe der äusseren und der inneren Oberflächendichtigkeit.

Die Bestäubungsversuche, über welche im Folgenden berichtet werden soll, beziehen sich auf Röhren, welche so weit evacuirt waren, dass der Kathode gegenüber auf der Glaswand ein heller Fluoreszenzleck entstand. Die Versuche wurden so ausgeführt, dass der Strom einer Toepler'schen Influenzmaschine mit 40 Plattenpaaren in einem bestimmten Moment durch die zu untersuchende Röhre geschlossen wurde. Nach einer bestimmten Zahl von Secunden wurde mit der Bestäubung begonnen; während der Strom weiter durch die Röhre ging, wurde so lange bestäubt, bis eine deutliche Figur auf der Glasoberfläche hergestellt war. Da es nicht gelang, den Staub hinreichend regelmässig aus dem Bestäuber fallen zu lassen,

so war die Bestäubungsdauer bei verschiedenen Versuchen nicht dieselbe. Die Versuche waren lästig, weil zu der Bestäubung der ausgedehnten Objecte eine ziemliche Menge von Staub nothwendig war. Bei den Versuchen war entweder die Kathode oder die Anode zu der Erde abgeleitet. Nach dem Versuche wurde der nur mechanisch haftende Staub durch Abklopfen entfernt. Die Bestäubungsfigur wurde mit Hilfe einer Projectionslampe nachgezeichnet und meist auch photographirt. Für die Anfertigung der Photographien bin ich Hrn. Dr. H. Th. Simon zu Dank verpflichtet.

Da die Bestäubung immer einige Zeit in Anspruch nahm, und da die verschiedenen Theile einer Röhre nicht gleichzeitig und gleichmässig von dem Staube getroffen wurden, so ist es möglich, dass durch die Bestäubung selbst eine gewisse Veränderung in der elektrischen Ladung erzeugt wird; die durch die Bestäubung angezeigte Vertheilung der Elektrizität darf also nicht ohne weiteres als identisch mit derjenigen betrachtet werden, welche auf der unbestäubten Röhre vorhanden war. Zum Theil mögen die Verschiedenheiten, welche bei wiederholten Bestäubungsversuchen mit derselben Röhre und unter sonst gleichen Umständen sich einstellten, hiermit zusammenhängen.

2. Am ausführlichsten habe ich eine *kugelförmige Röhre* untersucht, welche zur Demonstration der durch die Kathodenstrahlen erzeugten Fluorescenz diente. Das Entladungspotential betrug 4250 Volt. Der Durchmesser des kugelförmigen Theiles der Röhre betrug 10,5 cm; der Durchmesser der ebenen Kathode, welche in einem seitlichen Ansatz eingeschmolzen war, betrug 2,4 cm; die Länge der drahtförmigen Anode, welche gleichfalls in einem seitlichen Ansatzrohre sich befand, 2,5 cm. Die Anode bildete mit ihrer Verlängerung einen Durchmesser des kugelförmigen Röhrentheiles; in der zu diesem Durchmesser senkrechten Aequatorialebene lag der Mittelpunkt der Kathode; ihre Fläche stand zu dem nach dem Mittelpunkt gehenden Radiusvector senkrecht.

Von dem Erfolg der Bestäubung geben die Figg. 1—4 ein Bild; sie sind dadurch entstanden, dass zuerst die Conturen der Photographien so gut wie möglich durchgezeichnet wurden. In diesen Pausen wurden dann die fehlenden Einzel-

heiten nachgetragen mit Hülfe der Zeichnungen, welche durch Projection erhalten worden waren. Die Figuren sind nicht genau vergleichbar, weil die Stellung der Röhre gegen den photographischen Apparat bei den verschiedenen Aufnahmen nicht ganz dieselbe war.

Bei den Versuchen, denen die Figg. 1 und 2 entsprachen, war die Anode der Röhre zur Erde abgeleitet, bei den zu den Figg. 3 und 4 gehörenden Versuchen die Kathode. Bei Fig. 1



Fig. 1. (I.)



Fig. 2. (III.)



Fig. 3. (II.)



Fig. 4. (IV.)

begann die Bestäubung 30 sec nach Stromschluss und dauerte 120 sec. Bei Fig. 2 begann die Bestäubung 50 sec nach Stromschluss und dauerte 60 sec. Bei Fig. 3 sind die entsprechenden Zeiten 10 sec und 30 sec, bei Fig. 4 50 sec und 70 sec.

Die mit Mennige roth bestäubten Stellen sind horizontal schraffirt, die Stärke der Bestäubung ist durch den Abstand der Striche angedeutet, die mit Schwefel gelb bestäubten Stellen sind vertical gestrichelt.

Gemeinsam ist den vier Staubfiguren die folgende Eigenschaft. Der Kathode gegenüber entsteht auf der Glasoberfläche ein Ring, der den ausserhalb sich ausbreitenden gelben Staub sehr scharf begrenzt; auf die gegen den Ring hin zu-

nehmende gelbe Bestäubung folgt im Inneren des Ringes zunächst eine von Staub frei Zone. Zieht man von dem Mittelpunkt der Kugel Radien nach dem Ringe, so erhält man einen Kegel, dessen Oeffnungswinkel im Mittel etwa 90° beträgt. Im übrigen ist, wie von vornherein zu erwarten war, die Dauer des Stromdurchganges auf den Erfolg des Versuches von Einfluss und ausserdem der Umstand, ob die Anode oder die Kathode zur Erde abgeleitet ist. Im ersteren Falle, bei abgeleiteter Anode, ist das Innere des Ringes in unregelmässiger Weise mit rothem Pulver erfüllt, zwischen das nur wenige schmale Streifen von gelbem Pulver eingelagert sind. Besonders eigenthümlich sind die strahlen- oder keulenartigen rothen Massen an der rechten Seite der Figur. Sie gewinnen an Ausdehnung und Intensität, wenn der Strom länger durch die Röhre geht. Bei Ableitung der Kathode finden sich im Inneren des Ringes ausgedehnte Massen gelben Pulvers, welche zum Theil durch schmale Brücken mit dem ausserhalb des Ringes befindlichen gelben Staube zusammenhängen. Die Ausbreitung des rothen Pulvers ist namentlich bei Fig. 3 eine kleine; die eigenthümlichen rothen Strahlen, die bei den Figg. 1 und 2 vom rechten Rande auftreten, fehlen.

Der bei allen Figuren erscheinende Ring entspricht ziemlich genau der Grenze des Bereiches, über den sich die grüne Fluorescenz des Glases ausbreitet.

Die auffallende Unregelmässigkeit, mit der sich der Staub im Inneren des Ringes vertheilt, hat vielleicht in einer ungleichförmigen Beschaffenheit der Kathodenfläche ihren Grund. Diese Vermuthung wird besonders durch die Thatsache nahegelegt, dass das Ansehen der Figuren während der Dauer der Beobachtungen eine Veränderung erlitt. Leider habe ich von den zuerst hergestellten Staubfiguren keine Photographien angefertigt und keine Projectionen gezeichnet, sondern mich darauf beschränkt, die erhaltenen Figuren aus freier Hand nachzuzeichnen. Immerhin genügen die Zeichnungen, um eine Veränderung der Figuren zu erkennen. Bei abgeleiteter Anode war zu Anfang die rothe Bestäubung im Inneren des Ringes durch eine mit vielen Lappen und Einbuchtungen versehene Curve nach aussen abgegrenzt. Die Bestäubung war im Inneren schwach und nahm nach aussen zu, sodass die äusseren Enden

der Lappen intensiv roth erschienen, ähnlich wie die keulenförmigen Strahlen auf den rechten Seiten der Figg. 1 und 2. Die besonders in den Figg. 3 und 4 bei abgeleiteter Kathode hervortretenden sichelförmigen Gebilde fehlten zu Anfang ganz; sie sind vielleicht als die vergrößerten Bilder einer ähnlichen geschwärzten Stelle aufzufassen, die sich auf der Kathode gebildet hatte.

Die zeitliche Aufeinanderfolge der Versuche, welche den Figg. 1 bis 4 entsprechen, ist durch die beigesetzten römischen Zahlen gegeben. Zwischen den Figuren, welche bei abgeleiteter Anode und bei abgeleiteter Kathode auftreten, scheint ein gewisser Gegensatz zu bestehen. Es war namentlich bei den Vorversuchen zu bemerken, dass Stellen, welche sich bei abgeleiteter Anode mit rothem Staub bedeckten, bei abgeleiteter Kathode frei blieben und umgekehrt. Bei späteren Beobachtungen trat dieser Gegensatz mehr zurück, bei den Figg. 1 bis 4 ist er kaum noch zu bemerken.

Die Kathode lag etwas im Inneren des kugelförmigen Röhrentheiles; etwas hinter ihrer Fläche erschien auf der Oberfläche des Glases ein feiner intensiv rother Ring; die den Zuleitungsdraht zur Kathode enthaltende Ansatzröhre bedeckte sich mit rothem Staube.

Bei einem Theile der Versuche erschien auf dem die Anode umschliessenden Röhrenansatz ein feiner, gelber Streifen parallel dem Anodendraht; der Streifen lief, sich allmählich verbreiternd, nach dem Ringe hin, welcher die der Kathode gegenüberliegende Staubfigur umgiebt. Ich vermute, dass dieser Streifen im Zusammenhang steht mit einem weissen Lichtbande, das von der Anode nach dem von den Kathodenstrahlen getroffenen Flecke hingeht. Die von den Kathodenstrahlen negativ geladenen Theile der Glaswand wirken wie eine secundäre Kathode; zwischen ihnen und zwischen der Anode findet ein Ausgleich der Elektricitäten statt, dessen Bahn durch jenen Lichtstreif angezeigt wird.

3. *Birnförmige Röntgenröhre.* Die Röhre war als solche wenig wirksam; ihre Länge betrug 24 cm, der Durchmesser der Kathode 2,4 cm. Bei *abgeleiteter Kathode* treten keine besonderen Erscheinungen auf; die Röhre bedeckte sich ziemlich gleichmässig mit Schwefelpulver, nur gegenüber der Kathode

auf dem abgeplatteten Theile der Glaswand erschien ein rother, negativ elektrischer Fleck von nahezu kreisförmiger Gestalt. Zu beiden Seiten der Kathode blieb auf der Oberfläche des Glases ein ziemlich breiter Ring von Staub frei. Hinter der Fläche der Kathode bedeckte sich das spitze Ende der Röhre mit Mennigepulver. Diese rothe Zone erstreckte sich anscheinend eben so weit, als die Fluorescenz, welche durch die von dem Träger der Kathode seitlich ausgesandten Strahlen erregt wurde. (Vgl. in Fig. 5 die horizontal gestrichelte Partie hinter der Kathode.)

Wurde die *Anode* *abgeleitet*, so trat in der Vertheilung des gelben Staubes eine sehr eigenenthümliche Veränderung ein, welche durch die Figg. 5 und 6 anschaulich gemacht wird. Die Figuren sind in derselben Weise entstanden, wie die zuvor erwähnten. Auf dem vor der Kathode liegenden

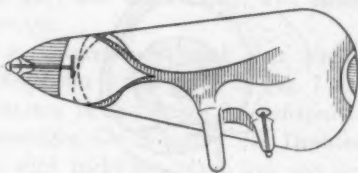


Fig. 5.

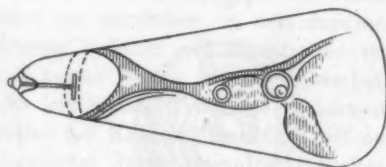


Fig. 6.

Theile der Röhre bildet der Schwefelstaub einen geschlossenen Ring. Seine Mittellinie erhält man, wenn man die Röhre durch eine gegen ihre Axe geneigte Ebene schneidet. Von dem Punkte des Ringes, welcher der als Halter dienenden Ansatzröhre am nächsten liegt, zieht sich ein gelbes Band nach dieser und nach der Anode. Ausserdem aber ziehen sich Bänder gelben Staubes nach dem auf der Endfläche der Röhre sich bildenden negativen Fleck. Bei Fig. 5 ist nur ein einziges solches Band vorhanden, sein Ursprung liegt in der Ansatzröhre; bei Fig. 6 sind mehrere Bänder zu sehen, welche von der Anode ausgehen. In Fig. 5 erscheint das Band in unsymmetrischer Weise auf die Seite geschoben, in Fig. 6 ist der Verlauf ein ziemlich symmetrischer. Auch hier liegt es nahe anzunehmen, dass die nach dem Fluorescenzfleck hingehenden Bänder Strömungen

entsprechen, in welchen sich die negative Ladung des Fluoreszenzfleckes mit der positiven Ladung der Anode ausgleicht.

4. *Schattenkreuzröhre*. Die Länge der Röhre betrug 22 cm, der Durchmesser der Kathode 1 cm. Beinahe alle Versuche wurden mit niedergelegtem Kreuze ausgeführt. Die Resultate werden durch die Figg. 7—9 erläutert. Bei den Versuchen, welche die Figg. 7 und 8 lieferten, war die Anode zur Erde

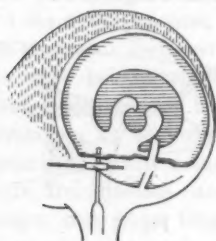


Fig. 7.

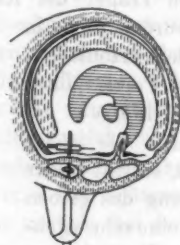


Fig. 8.

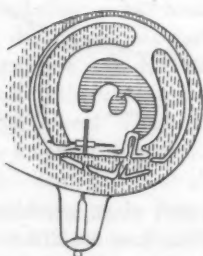


Fig. 9.

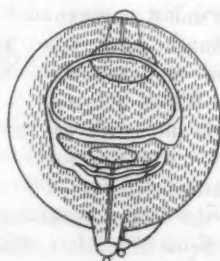


Fig. 10.

abgeleitet, bei dem der Fig. 9 entsprechenden Versuche die Kathode. Bei dem Versuche von Fig. 7 begann die Bestäubung 30 sec nach Stromschluss und dauerte 80 sec; bei den Versuchen der Figg. 8 und 9 sind die entsprechenden Zeiten 40 sec und 80 sec.

Am einfachsten sind die Verhältnisse von Fig. 7. Dem Rande der Kathode entspricht ein durch eine stärkere Anhäufung rothen Pulvers gebildeter Ring. Innerhalb dieses Ringes findet sich kein Schwefelpulver. Der Ring selbst ist in seiner unteren Hälfte unterbrochen durch den Schatten des

Kreuzes. In der Ebene des Kreuzes zieht sich durch den Ring ein intensiv rother Streifen; dieser scheint durch Strahlen erzeugt, die an dem Kreuze eine Art von streifender Reflexion erlitten haben. In den Ring ragt hinein der ungemein scharf begrenzte Schatten des Drahtes, von welchem das Kreuz getragen wird. Das Innere des Schattens ist von Staub ganz frei, der Saum des Schattens wird von einer scharf begrenzten rothen Linie gebildet. In der Mitte des Ringes befindet sich eine eigenthümliche rothe Figur, aus einer Sichel und einem kleinen Kreise zusammengesetzt.

Die Bestäubungsfigur 8 unterscheidet sich von Fig. 7 wesentlich dadurch, dass Theile der Figur, die in Fig. 7 von Staub ganz frei geblieben waren, in Fig. 8 mit Schwefelpulver bedeckt sind. So ist insbesondere der Schatten des Drahtes, von dem das Kreuz getragen wird, nicht von Staub frei, sondern durch seine Mitte zieht sich ein scharfer gelber Strich; das rothe Band, welches von den an dem Kreuze streifend reflectirten Strahlen gebildet wird, ist schwächer; in dem darunter liegenden Schatten des Kreuzes befindet sich ein Streifen von Schwefelpulver, welcher auf beiden Seiten mit der ausserhalb des Ringes liegenden, gelb bestäubten Glasfläche zusammenhängt; der unter der Fläche des Kreuzes liegende Theil des rothen Ringes ist nur angedeutet durch kleine rothe Stellen. Diese liegen in der Mitte staubfreier Flächen, die dadurch entstanden sind, dass der zuvor erwähnte gelbe Streifen mit der äusseren Bestäubung durch schmale Brücken zusammenhängt. Fig. 9 unterscheidet sich von Fig. 8 höchstens dadurch, dass die rothe Bestäubung noch mehr zurückgedrängt ist.

Bei aufgerichtetem Kreuze habe ich nur eine einzige Beobachtung gemacht mit abgeleiteter Kathode. Die ganze Bestäubungsfigur reducirte sich auf vier scharfbegrenzte, pfeilartige Mennigeflecken in den einspringenden Winkeln des Kreuzschattens.

5. *Kugelförmige Röntgenröhre mit Platinspiegel.* Der Durchmesser der Kugel betrug 9,5 cm, die Kathode hatte die Form eines Hohlspiegels, dessen Randkreis einen Durchmesser von 3,2 cm besass. Der Kathode gegenüber lag der Platinspiegel; der ihn tragende Draht war in einen kleinen Ansatz der Kugel eingeschmolzen und fiel zusammen mit der Axe der

Hohlspiegelkathode. Die Anode war durch eine ebene Aluminiumscheibe dargestellt, und lag seitlich in der durch die Axe des Hohlspiegels und die Normale des Platinspiegels gehenden Ebene.

Die Anode war abgeleitet, der Spiegel isolirt. Die Bestäubung begann 30 sec nach Stromschluss und dauerte 90 sec. In der Bestäubungsfigur fällt vor allem eine von Schwefelpulver erfüllte Fläche auf, deren Form dem Querschnitt eines auf einem Uhrglase ruhenden Quecksilbertropfens ähnelt. Diese Fläche grenzt nach aussen scharf an einen zunächst staubfreien Raum; in einigem Abstand folgt eine zweite Grenzlinie, jenseits welcher die Glasfläche wieder mit Schwefelpulver bedeckt ist. Der von gelbem Staube freie Ring hat auf der Seite des Spiegels eine grössere Breite als auf der Seite der Kathode. Durch die Mitte dieses breiteren Theiles zieht sich ein scharfer rother Strich. Die Lage des von gelbem Staube freien Ringes kann durch die Annahme erklärt werden, dass er von Randstrahlen der hohlspiegelförmigen Kathode erzeugt wird, welche an dem Platinspiegel in regelmässiger Weise reflectirt worden sind. Weiter unten auf der Oberfläche der Röhre findet sich ein intensiv rother Streifen; er liegt in der Ebene des Platinspiegels auf seiner von der Kathode abgewandten Seite. Der Streifen liegt so, wie wenn er von Kathodenstrahlen hervorgebracht wäre, die von dem Spiegel streifend reflectirt wären. Der von dem Mennigepulver gebildete Streifen ist umgeben von einer von Staub freien Zone; in dieser wird durch die Glaswand hindurch die von hinten in die Röhre eingeführte Anode sichtbar. Die staubfreie Zone hängt auf der linken Seite mit dem früher besprochenen staubfreien Ring zusammen. Im übrigen schiebt sich zwischen den Ring und die Zone eine mit Schwefelstaub bedeckte Fläche; hinter ihr liegt der Platinspiegel, dessen Fläche gegen den Zuleitungsdraht unter einem Winkel von etwa 45° geneigt ist.

6. Die *Resultate* der mit den vier besprochenen Röhren erhaltenen Versuche lassen sich in folgender Weise zusammenfassen.

a) Der Kathode gegenüber bildet sich auf der Wand des Glases ein Ring, welcher den nach aussen hin sich verbreitenden gelben Staub scharf begrenzt. Der Ring fällt etwa an die Grenze des hell fluorescirenden Theiles der Glaswand.

b) Nur innerhalb dieses Ringes finden sich — von der Eintrittsstelle der Kathode und dem Schnitte ihrer Fläche mit der Glaswand abgesehen — rothe Stellen, d. h. solche, welche das positiv elektrische Mennigepulver anziehen.

c) Die Vertheilung des rothen Pulvers im Inneren des Ringes ist ungleichmässig, wahrscheinlich infolge der ungleichmässigen Beschaffenheit der Kathodenfläche. Gegen den gelben Ring hin ist der rothe Staub stets scharf begrenzt; die zwischen dem rothen Staub und dem Ringe liegende Glasfläche ist von Staub ganz frei.

d) Zwischen die roth bestäubten Stellen im Inneren des Ringes schieben sich, nach aussen hin, häufig gelb bestäubte Stellen ein. Diese Stellen können sich der durch den Ring begrenzten äusseren Bestäubung bis auf einen sehr kleinen Abstand nähern, in der Regel tritt aber in dem schmalen Bande, welches die äussere Bestäubung von inneren gelben Staubmassen trennt, ein scharfer Streifen rothen Staubes auf.

e) Im Inneren des gelben Ringes überwiegt der rothe Staub bei abgeleiteter Anode; aber auch bei abgeleiteter Kathode nimmt die Menge des rothen Staubes mit der Stromdauer zu.

f) Verlängert man die Kathodenebene bis zum Schnitt mit der Glasfläche, so bildet die Schnittlinie die Axe eines etwa 1 cm breiten Ringes, der von Staub beinahe ganz frei ist. Von der Eintrittsstelle des die Kathode tragenden Drahtes bis zu diesem Ringe bedeckt sich das Glas mit rothem Staube. In dem Ringe selbst tritt meist noch eine feine, in sich geschlossene rothe Linie auf, welche von Randstrahlen der Kathode erzeugt wird.

g) Bei abgeleiteter Anode bildet der Schwefelstaub an der Oberfläche des Glases scharf begrenzte Bänder, welche von der Anode einerseits nach der Kathode, andererseits nach dem ihr gegenüber auf der Glaswand entstehenden negativen Fleck hingehen. Es liegt nahe, diese Bänder mit Strömungen in Verbindung zu bringen, durch welche die Elektrizität der Anode mit den entgegengesetzten Elektrizitäten der Kathode und des Fluoreszenzfleckes sich ausgleicht, der letztere würde dabei die Rolle einer zweiten Kathode spielen.

h) Metalldrähte und Bleche, welche in den Weg der Kathodenstrahlen gestellt werden, geben auf der von den Strahlen getroffenen Glaswand elektrische Schatten, welche von scharf begrenzten Streifen rothen Staubes umgeben sind; der Schatten bleibt entweder ganz frei von Staub, oder er bedeckt sich in der Mitte mit Schwefelstaub.

i) Wenn ein Metallblech von Kathodenstrahlen getroffen wird, so entsteht auf der Glaswand und zwar auf der von der Kathode abgewandten Seite eine intensiv rothe Linie von etwa 1 mm Breite; ihre Länge entspricht dem Durchmesser des Bleches. Die Sache verhält sich so, wie wenn von der Kathode ausgehende Strahlen von dem Bleche streifend reflectirt worden wären.

k) Ein von Kathodenstrahlen getroffenes isolirtes Metallblech erzeugt aber ausserdem auf der gegenüberliegenden Glaswand einen Ring von derselben Art, wie er bei einer gewöhnlichen Röhre der Kathode gegenüber auftritt. Die Lage des Ringes macht es wahrscheinlich, dass er durch eine regelmässige Reflexion der Kathodenstrahlen an der Oberfläche des Spiegels erzeugt wird.

(Eingegangen 13. October 1899.)

6. *Nachweis der in den Glathränen
vorhandenen inneren Spannungen mit Hilfe des
polarisirten Lichtes, ein Vorlesungsversuch;
von K. Mack.*

Dass rasch gekühlte Glasplatten infolge innerer Spannungen die Eigenschaft der Doppelbrechung besitzen, und dementsprechend Farbenerscheinungen im polarisirten Licht zeigen, pflegt in den Vorlesungen über Optik mittels Projection nachgewiesen zu werden. Der Planparallelismus dieser Glaspräparate gestattet, dass die Projection in derselben Weise ausgeführt werden kann, wie bei Krystallplättchen, die von parallelen, senkrecht auffallenden Strahlen durchsetzt werden. Es liegt nahe, bei denjenigen Glaspräparaten, die durch die Stärke ihrer inneren Spannungen besonders berühmt sind, nämlich den Glathränen oder Bologneser Tropfen, ebenfalls auf optischem Wege das Vorhandensein dieser Spannungen zu veranschaulichen. Bei der Ausführung dieses Gedankens stösst man indessen zunächst auf die Schwierigkeit, dass infolge des mangelnden Planparallelismus der Begrenzungsflächen der Glathräne die die letztere treffenden Lichtstrahlen sämtlich zur Seite gelenkt werden, sodass das Projectionsbild der Thräne als schwarzer Schattenriss sich darstellt. Diesem Uebelstande kann jedoch leicht dadurch abgeholfen werden, dass die Glathräne in ein kleines, mit planparallelen Wandungen versehenes Glasgefäss gebracht wird, das eine Flüssigkeit von demselben Brechungsexponenten enthält, wie ihn die Glathräne im Mittel besitzt.¹⁾ Unter diesen Umständen stellt sich die Thräne in der Projection, wenn zunächst die Nicols aus dem Gang der Strahlen ausgeschaltet werden, nicht mehr als schwarze Silhouette, sondern als vollkommen durchsichtiger, nahezu unsichtbarer, farbloser Körper dar, dessen Umrisse nur ganz zart angedeutet sind, während die meistens in den Glathränen eingeschlossenen kleinen Hohlräume als schwarze,

1) Die hierbei zu Grunde liegende Methode der Verbringung eines zu untersuchenden durchsichtigen Körpers in ein flüssiges Medium von gleicher Brechbarkeit stammt von Biot (*Mémoire sur la polarisation lamellaire* p. 586 u. 683. 1841). Vgl. auch C. Klein, *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Math.-phys. Klasse*, p. 347. 1890, p. 91. 1895.

h) Metalldrähte und Bleche, welche in den Weg der Kathodenstrahlen gestellt werden, geben auf der von den Strahlen getroffenen Glaswand elektrische Schatten, welche von scharf begrenzten Streifen rothen Staubes umgeben sind; der Schatten bleibt entweder ganz frei von Staub, oder er bedeckt sich in der Mitte mit Schwefelstaub.

i) Wenn ein Metallblech von Kathodenstrahlen getroffen wird, so entsteht auf der Glaswand und zwar auf der von der Kathode abgewandten Seite eine intensiv rothe Linie von etwa 1 mm Breite; ihre Länge entspricht dem Durchmesser des Bleches. Die Sache verhält sich so, wie wenn von der Kathode ausgehende Strahlen von dem Bleche streifend reflectirt worden wären.

k) Ein von Kathodenstrahlen getroffenes isolirtes Metallblech erzeugt aber ausserdem auf der gegenüberliegenden Glaswand einen Ring von derselben Art, wie er bei einer gewöhnlichen Röhre der Kathode gegenüber auftritt. Die Lage des Ringes macht es wahrscheinlich, dass er durch eine regelmässige Reflexion der Kathodenstrahlen an der Oberfläche des Spiegels erzeugt wird.

(Eingegangen 13. October 1899.)

**6. Nachweis der in den Glastränen
vorhandenen inneren Spannungen mit Hilfe des
polarisirten Lichtes, ein Vorlesungsversuch;
von K. Mack.**

Dass rasch gekühlte Glasplatten infolge innerer Spannungen die Eigenschaft der Doppelbrechung besitzen, und dementsprechend Farbenerscheinungen im polarisirten Licht zeigen, pflegt in den Vorlesungen über Optik mittels Projection nachgewiesen zu werden. Der Planparallelismus dieser Glaspräparate gestattet, dass die Projection in derselben Weise ausgeführt werden kann, wie bei Krystallplättchen, die von parallelen, senkrecht auffallenden Strahlen durchsetzt werden. Es liegt nahe, bei denjenigen Glaspräparaten, die durch die Stärke ihrer inneren Spannungen besonders berühmt sind, nämlich den Glastränen oder Bologneser Tropfen, ebenfalls auf optischem Wege das Vorhandensein dieser Spannungen zu veranschaulichen. Bei der Ausführung dieses Gedankens stösst man indessen zunächst auf die Schwierigkeit, dass infolge des mangelnden Planparallelismus der Begrenzungsflächen der Glasträne die die letztere treffenden Lichtstrahlen sämtlich zur Seite gelenkt werden, sodass das Projectionsbild der Thräne als schwarzer Schattenriss sich darstellt. Diesem Uebelstande kann jedoch leicht dadurch abgeholfen werden, dass die Glasträne in ein kleines, mit planparallelen Wandungen versehenes Glasgefäss gebracht wird, das eine Flüssigkeit von demselben Brechungsexponenten enthält, wie ihn die Glasträne im Mittel besitzt.¹⁾ Unter diesen Umständen stellt sich die Thräne in der Projection, wenn zunächst die Nicols aus dem Gang der Strahlen ausgeschaltet werden, nicht mehr als schwarze Silhouette, sondern als vollkommen durchsichtiger, nahezu unsichtbarer, farbloser Körper dar, dessen Umrisse nur ganz zart angedeutet sind, während die meistens in den Glastränen eingeschlossenen kleinen Hohlräume als schwarze,

1) Die hierbei zu Grunde liegende Methode der Verbringung eines zu untersuchenden durchsichtigen Körpers in ein flüssiges Medium von gleicher Brechbarkeit stammt von Biot (*Mémoire sur la polarisation lamellaire* p. 586 u. 688. 1841). Vgl. auch C. Klein, *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Math.-phys. Klasse*, p. 347. 1890, p. 91. 1895.

scharfbegrenzte Flecken hervortreten. Werden jetzt die beiden Nicols eingeschaltet, so ist das Bild der Glathräne, am schönsten bei gekreuzten Nicols, mit leuchtenden Farben bedeckt, die, wie bei doppelbrechenden Krystallen oder rasch gekühlten Glasplatten, an die Farben exotischer Schmetterlinge oder von Pfauenfedern erinnern. In dieser Form eignet sich der Versuch in hohem Maasse als Vorlesungsversuch.

Als diejenige Flüssigkeit, welche angenähert denselben Brechungsexponenten wie die Glathränen besitzt, empfiehlt sich am meisten das Cedernholzöl. Ich habe diese Flüssigkeit von der Firma E. Merck in Darmstadt in solcher Beschaffenheit erhalten, dass ich sie unmittelbar für die Versuche verwenden konnte; alle Glathränen, die ich untersuchte, verschwanden beim Eintauchen in die Flüssigkeit fast vollständig, und nur jene kleinen in den Thränen enthaltenen Hohlräume wiesen auf das Vorhandensein der Glaskörper hin. Statt Cedernholzöl kann man übrigens auch eine sehr leicht durch Probiren herzustellende Mischung von Schwefelkohlenstoff und Aethyläther benützen. Auch einer sehr concentrirten Lösung von Chloralhydrat in Glycerin kann man denselben Brechungsexponenten geben, den die Glathränen besitzen; bloss treten in dieser sehr dicken Flüssigkeit bei der Projection leicht Schlierenbildungen in der Umgebung der Glathränen auf.

Die Projection lässt sich leicht sowohl in parallelem, als auch in schwach convergentem polarisirtem Lichte ausführen. Die entweder vom Heliostaten oder von einer Bogenlampe gelieferten parallelen Lichtstrahlen treffen, wenn es sich um den ersten der vorhin genannten Fälle handelt, zunächst eine Sammellinse von grossem Durchmesser und 20—30 cm Brennweite; in der Nähe des Brennpunktes befindet sich das polarisirende Nicol. Eine zweite ähnliche Linse macht die Strahlen wieder parallel, die jetzt durch das die Flüssigkeit mit der Glathräne enthaltende Gefäss hindurchgehen. Die Glathräne wird mittels eines an ihrem dünnen Ende befestigten Fadens so aufgehängt, dass sie ganz in die Flüssigkeit untertaucht. Es folgt eine dritte Convexlinse, die das Bild auf dem Projectionsschirm entwirft; nahe ihrem Brennpunkt ist das analysirende Nicol angebracht. Soll das Verhalten im schwach convergenten Licht gezeigt werden, so geht man mit der Glathräne zwischen den

Polarisator und die zweite Linse; statt der zweiten und dritten Linse genügt dann bei entsprechender Verschiebung eine einzige.

Es empfiehlt sich, namentlich bei Benützung von Cedernholzöl, die Dicke der die Glasthräne enthaltenden Flüssigkeitsschicht möglichst gering zu wählen, um die Absorption des Lichtes im Oel möglichst zu verkleinern. Ein Gefäss, in welchem der Abstand der zwei planparallelen Glaswände 1—2 cm beträgt, genügt vollkommen.

Die Farbenerscheinungen, die man im parallelen und im schwach convergenten polarisirten Licht erhält, sind nicht erheblich verschieden. Der Rand der Glasthräne ist im allgemeinen nach innen von farbigen Streifen begleitet, welche da, wo im Inneren Hohlräume sich befinden, Störungen erfahren. Diese Streifen drängen sich nach dem Schwanz der Glasthräne immer mehr zusammen. Das dicke Ende der letzteren erinnert an den Anblick, den eine senkrecht zur optischen Axe geschnittene Platte eines einaxigen Krystalles im convergenten Licht darbietet. Insbesondere nimmt man meistens bei gekreuzten Nicols ein schwarzes, bei parallelen ein weisses Kreuz wahr. Bei vereinzelt Exemplaren habe ich auch bei entsprechender Stellung der Nicols schwarze Hyperbeln erhalten. Diejenigen Glasthränen, in welchen die Anordnung der Hohlräume eine einigermaassen regelmässige ist, zeigen auch die farbigen Streifen am regelmässigsten.

Selbstverständlich können die Farbenerscheinungen auch subjectiv in einem gewöhnlichen Polarisationsapparat beobachtet werden. Ist die Axe des letzteren vertical, so legt man die Glasthräne in ein Glasgefäss mit ebenem Boden und übergiesst sie mit einer Schicht von Cedernholzöl.

Es erscheint nicht ausgeschlossen, dass eine genauere Untersuchung dieser Farbenerscheinungen Schlüsse auf die molecularen Verhältnisse und den Charakter der Spannungen im Inneren der Glasthränen ziehen, und sich zur Prüfung bez. Verification der in dieser Hinsicht aufgestellten Theorien¹⁾ verwenden liesse.

Hohenheim, im October 1899.

1) Vgl. L. Dufour, *Compt. Rend.* 68. p. 398. 1869 und *Pogg. Ann.* 137. p. 640. 1869; De Luynes, *Ann. de chim. et de phys.* 30. p. 229. 1873.

(Eingegangen 17. October 1899.)

**7. Ueber longitudinale Töne von Kautschukfäden;
von Viktor v. Lang.**

(Aus den Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CVIII. Abth. IIa. Juli 1899.)

Ich habe vor nicht langer Zeit Bestimmungen der Transversaltöne von Kautschukfäden mitgetheilt.¹⁾ Es waren damals an diesen Fäden auch schon einzelne Bestimmungen ihrer longitudinalen Töne vorgenommen worden, dieselben erwiesen sich aber als zu unvollständig, um veröffentlicht zu werden. Ich habe daher diese Versuche später noch fortgesetzt und bin, obwohl anfangs die Sache Schwierigkeiten hatte, doch zu ziemlich übereinstimmenden Resultaten gelangt.

Als Material für diese Versuche dienten hauptsächlich Stücke von einem ähnlichen Faden mit quadratischem Querschnitte (1,5 mm Seitenlänge), wie er schon zur Bestimmung der Transversaltöne verwendet worden war. Auch war die Versuchsanordnung dieselbe wie früher, nur dass der Faden durch Streichen mit dem nassen Finger ins Tönen gebracht wurde. Während einer Versuchsreihe wurde wieder der Faden niemals entlastet und dann immer zu grösseren Belastungen fortgeschritten. Uebereinstimmende Resultate wurden aber nur erhalten, wenn dem Faden nach jeder Erhöhung der Belastung viele Stunden Zeit zur Ausfädelung gelassen wurde. Je nach der Grösse der Belastung waren so 6—24 Stunden nöthig, damit die Beobachtungen keine wesentlichen Aenderungen mehr zeigten.

Es wurde nun jedesmal der transversale Ton (n) und der longitudinale (n_1) am Monochord bestimmt. Die Bestimmung des letzteren war freilich bei niederer Spannung sehr schwierig, da dann kaum ein ordentlicher Ton zu hören ist. Auch sonst kann man leicht Täuschungen ausgesetzt sein über die richtige Octave und ob man es nicht mit einem Obertone zu thun hat.

1) V. v. Lang, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien, Abth. IIa, 107. p. 1041. 1898; Wied. Ann. 68. p. 335. 1899.

Das Verhältniss n_1/n der beiden Töne ist natürlich durch das Verhältniss der am Monochord bestimmten Längen gegeben und wenigstens von Fehlern, welche die Tonbestimmung der Monochordsaite betreffen, frei. Ich gebe nun die beobachteten Werthe dieses Verhältnisses für sechs Stücke des quadratischen Fadens, wie sie für verschiedene Belastungen S ermittelt wurden.

S	Fadenlänge in Millimeter						n_1/n
	50	56	62	64	68	76	Mittel
70 g	1,51	—	—	1,51	1,47	—	1,50
100	—	1,26	1,36	1,48	—	—	1,37
140	1,50	1,46	1,44	1,46	—	1,62	1,50
190	—	2,06	1,75	1,98	—	—	1,98
240	2,87	—	2,84	2,89	2,93	2,83	2,87
340	3,36	—	—	—	—	3,26	3,31
440	3,72	—	—	—	—	3,70	3,71
540	3,69	—	—	—	—	3,89	3,79
640	3,80	—	—	—	—	—	3,80
740	3,91	—	—	—	—	—	3,91

Aus dieser Tabelle geht wohl unzweifelhaft hervor, dass das Verhältniss n_1/n unabhängig von der Länge des Fadens ist, wenigstens innerhalb der Grenzen dieser Untersuchung. Bemerkenswerth ist das Minimum bei 100 g Belastung; es ist dies die Stelle, wo der Transversalkton ein relatives Maximum hat, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, welche die beobachteten Längen (l) und Transversaltöne (n) gleich in Mittelwerthen für eine anfängliche Länge von 100 mm giebt.

S	l	n	n'	$n - n'$
0 g	100 mm	—	—	—
70	177	75,5	76,6	- 1,1
100	232	78,2	77,9	+ 0,3
140	327	76,5	76,7	- 0,2
190	461	75,4	74,7	+ 0,7
240	563	75,2	75,1	+ 0,1
340	651	82,6	82,2	+ 0,4
440	697	89,3	89,5	- 0,2
540	735	96,1	96,0	+ 0,1
640	764	102,5	102,1	+ 0,4
740	787	107,8	107,8	+ 0,0

Die vierte Columne der vorhergehenden Tabelle giebt die nach der empirischen Formel

$$n' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{G} \frac{S+41}{l+62}} = 112,43 \sqrt{\frac{S+41}{l+62}}$$

berechneten Werthe der Transversaltöne. Das Gewicht des Fadens (0,194 g für 100 mm Länge) war zwar dasselbe wie das des ähnlichen Fadens, der zu den in der früheren Abhandlung angegebenen Beobachtungen gedient hatte, für die Constanten der empirischen Formel mussten aber doch andere Werthe gewählt werden, um die Differenzen $n-n'$ nicht zu sehr anwachsen zu lassen. Der Grund hiervon mag darin liegen, dass die beiden Fäden zwar von derselben Quelle, aber zu verschiedenen Zeiten bezogen wurden. Auch war die Temperatur bei beiden Beobachtungsreihen nicht dieselbe.

Was nun den theoretischen Werth des Verhältnisses n_1/n betrifft, so hat man nach der Taylor'schen Formel für n und mit demselben Grade der Annäherung für n_1

$$n_1 = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad n = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{S}{\rho q}},$$

wo E der Elasticitätscoefficient, ρ die Dichte und q der Querschnitt des Fadens ist. Hieraus würde

$$\frac{n_1}{n} = \sqrt{\frac{qE}{S}}$$

folgen. Versucht man nun, von der anfänglichen Länge (100 mm) ausgehend mit den Zahlen der letzten Tabelle die Grösse qE zu ermitteln und hiermit aus der letzten Formel das Verhältniss n_1/n zu rechnen, so erhält man eine ganz ungenügende Darstellung der Beobachtungen.

Die Uebereinstimmung wird dagegen recht gut, wenn man durch besondere Versuche die Grösse qE aus der Verlängerung (λ) ermittelt, die bei der gerade stattfindenden Belastung (S), ohne Rücksicht auf diese, durch ein kleines Zulagegewicht σ hervorgebracht wird. Setzt man also

$$l + \lambda = l \left(1 + \frac{\sigma}{qE} \right), \quad qE = \frac{l}{\lambda} \sigma,$$

so wird

$$\frac{n_1}{n} = \sqrt{\frac{l}{\lambda} \cdot \frac{\sigma}{S}}.$$

Zugleich mit den Beobachtungen von l , n , n' wurden daher immer auch solche ausgeführt, welche die Ermittlung von σ und λ betrafen. Hierzu wurde die Belastung G um 1—5 g vermehrt und die bewirkte Verlängerung des Fadens mit dem Kathetometer gemessen. Das Zulagegewicht wurde so klein gewählt, dass nach dessen Entfernung der Faden genau auf die ursprüngliche Länge zurückging. Die so ermittelten Werthe von Eg nehmen nach Vermehrung der Gesamtbelastung anfangs nicht unbedeutend zu, nähern sich aber einer bestimmten Grösse, die in der früher angegebenen Zeit wohl meist erreicht worden sein dürfte.

Da die an den verschiedenen Fäden beobachteten Werthe von λ hinreichend übereinstimmen, gebe ich in der folgenden Tabelle gleich die Mittel der auf die Länge von 100 mm und $\sigma = 1$ g reducirten Werthe von λ . Die letzte Column giebt dann die mit diesen Zahlen nach der letzten Formel berechneten Werthe von n_1/n .

	λ	n_1/n
70 g	1,492 mm	1,80
100	1,835	1,12
140	1,790	1,14
190	0,647	1,94
240	0,289	2,85
340	0,161	3,45
440	0,109	3,81
540	0,092	3,35
640	0,076	3,96
740	0,066	4,00

Die Vergleichung der letzten Zahlenreihe mit den früher angegebenen, durch directe Beobachtung ermittelten Werthen des Verhältnisses n_1/n lehrt, dass, von der Belastung 190 g angefangen, die Uebereinstimmung eine vollständige ist. Für kleinere Belastungen bleiben die gerechneten Werthe allerdings etwas hinter den beobachteten zurück, obwohl sie denselben Gang zeigen. Die Uebereinstimmung ist am schlechtesten in der Gegend, wo der Transversalton sein relatives Maximum hat.

Die vollkommene Uebereinstimmung bei höheren Belastungen ist jedenfalls nicht uninteressant, besonders da dies auch für andere Kautschukfäden zu gelten scheint, wie einige

Versuche an einem Stücke des runden Fadens lehren, welchen ich auch schon in der früheren Mittheilung erwähnte. Ich fand nämlich an dem Stücke, dessen anfängliche Länge 104 mm betrug, bei 440 g Belastung nach 24 Stunden

$$l = 311 \text{ mm}, \quad n_1/n = 1,67.$$

Die Vermehrung der Belastung um 5 g brachte eine Verlängerung von 1,35 mm hervor, woraus für das letzte Verhältniss 1,62 folgt.

Nachdem die Belastung auf 640 g erhöht worden war, wurde nach 24 Stunden

$$l = 397 \text{ mm}, \quad n_1/n = 2,03.$$

Jetzt bewirkten 5 g Zulagegewicht eine Verlängerung von 0,77 mm, was den Werth 2,06 giebt.

Die Uebereinstimmung ist also auch hier eine vollständige.

(Eingegangen am 27. October 1899.)

8. Zur Thermodynamik; von K. Wesendonck.

Clausius hat im Jahre 1867 in einem gemeinverständlichen Vortrage¹⁾ über den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie die Hoffnung ausgesprochen, man werde diesen bald ebenso einfach und natürlich finden wie den Satz von der Erhaltung der Energie. Dieser Wunsch hat sich nicht ganz erfüllt. Wenn auch die Mehrzahl der Forscher den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik vollständig anerkennt, so hat es doch auch nicht an energischer Kritik der ganzen Lehre wie einzelnen Theilen derselben gegenüber gefehlt. Verfasser erlaubt sich in dem Folgenden, ohne auf Vollständigkeit Anspruch erheben zu wollen, eine Reihe der hierbei zu Tage getretenen Differenzpunkte zu besprechen und speciell hinzuweisen auf die noch heute bestehende Berechtigung und Geltung der Anschauungen von Clausius, wobei jedoch Beweise aus der sogenannten kinetischen Wärmetheorie nicht berücksichtigt werden sollen.

Clausius ist sich des hypothetischen Charakters mancher seiner Ausführungen bekanntlich stets bewusst gewesen, und hat strenge zu scheiden gesucht zwischen dem, was er als gesicherten Besitz der Wissenschaft ansah, und dem, was er nur für wahrscheinlich hielt²⁾, wie z. B. die kinetische Natur der Wärme. Den zweiten Hauptsatz in seiner Anwendung auf Kreisprocesse sah er allerdings als streng mathematisch bewiesen an³⁾, soweit man seinen Grundsatz gelten lasse. Wir wollen in Zukunft den berühmten Ausdruck

$$\int \frac{dQ}{T} \equiv 0$$

einfach als die Clausius'sche Ungleichung bezeichnen, sie wurde von Clausius stets in den Vordergrund gestellt. Bertrand

1) Im Druck erschienen bei Vieweg & Sohn. Braunschweig 1868.

2) Vgl. R. Clausius, Ges. Abhandl. 1. p. 242—244, p. 309, p. 310, Anm. 1. Vorrede p. VI. 1864; Mech. Wärmeth. 3. p. 1. 1889; Pogg. Ann. 142. p. 460. 1871.

3) l. c. p. 243.

hingegen sah 1887 in seiner Thermodynamik eben dieses Theorem weder als sicher noch als wahrscheinlich an, und Hr. Karl Neumann¹⁾ findet 1891, dasselbe sei weder von Clausius noch von einem anderen Autor in deutlicher Weise ausgesprochen worden. Doch folge aus den Clausius'schen Untersuchungen ein ganz bestimmter wichtiger Satz, den Hr. Neumann aber mehr in Anlehnung an W. Thomson'sche Betrachtungen zu beweisen sucht. Poincaré²⁾ hat bekanntlich gegenüber Bertrand die von Clausius erhaltenen Ergebnisse vertheidigt, durch Betrachtungen, die dessen Ausführungen erheblich näher stehen, als die Neumann'schen, und während dieser das Princip der Vermehrung der Entropie als sehr bedenklich bezeichnet³⁾, gelangt der französische Mathematiker zu eben diesem durch Betrachtung eines Kreisprocesses, welche Schlussweise übereinstimmend auch von mehreren anderen Forschern angewendet wird.⁴⁾ Clausius selbst hat leider die Lehre von der Entropie nicht eingehend erörtert, sondern mehr nur angedeutet, es ist wohl dadurch hauptsächlich bedingt worden, dass bis in die neueste Zeit in den Lehrbüchern, selbst eingehenden Specialwerken, wie Rühlmann's Handbuch der mechanischen Wärmetheorie, nur so wenig genügende Auskunft über die Entropie zu finden war.⁵⁾ Den Begriff der Entropie hat Clausius, nachdem er bereits zuvor deren wesentliche Eigenschaften erkannt⁶⁾, erst 1865 ein-

1) Karl Neumann, Leipziger Berichte, Math.-phys. Klasse 1. p. 76. 1891.

2) H. Poincaré, Thermodynamik. Deutsch von Jäger u. Gumlich 1893.

3) Karl Neumann, l. c. p. 135.

4) Vgl. z. B. G. Kirchhoff, Vorlesungen über Theorie d. Wärme. Herausgegeben von M. Planck p. 69. 1894; A. Winkelmann, Handbuch der Physik (II) 2. p. 496. 1896; P. Duhem, Mécanique chimique 1. p. 83. 1897.

5) Vgl. P. Duhem, Mécanique chimique 1. p. 4. 1897, ferner E. Buckingham, Phys. Rev. 4. p. 39. 1896.

6) R. Clausius, l. c. 1. p. 150. 1854 wird nachgewiesen, dQ/T müsse ein vollständiger Differential sein für umkehrbare Prozesse, l. c. 2. p. 31 wird $(dQ/T) = dS$ gesetzt und der Ausdruck

$$S = S_0 + \int \frac{dQ}{T}$$

geführt¹⁾, und zwar definirt er sie als Summe der Verwandlungswerthe des Wärmeinhaltes und der augenblicklich stattfindenden Anordnung der Bestandtheile. Entsprechend erscheint die Energie als Summe der Wärme und Werkinhaltes.²⁾ Weiterhin³⁾ wird dann die Lehre von der Vermehrung der Entropie eben nur angedeutet, da eine vollständige Behandlung dieses Gegenstandes nicht am Orte sein würde. „Der zweite Hauptsatz in der Gestalt, welche ich ihm gegeben habe,“ heisst es wörtlich, „sagt aus, dass alle in der Natur vorkommenden Verwandlungen in einem gewissen Sinne, welchen ich als den positiven angenommen habe, von selbst, d. h. ohne Compensation geschehen können, dass sie aber in entgegengesetztem, also negativem Sinne nur in der Weise stattfinden können, dass sie durch gleichzeitige positive Verwandlungen compensirt werden.“ Daraus folge dann, das Weltall nähere sich ohne Unterlass einem Grenzzustande, der sich durch die oben erwähnte Entropie genannte Grösse einfach und bestimmt charakterisiren lasse. Die Betrachtung müsse aber noch auf strahlende Wärme und auf solche Bewegungen, die nicht unter dem Namen Wärme zu begreifen sind, ausgedehnt werden. Bei Bewegung einer ponderablen Masse, wenn sie nur so gross ist, dass ein Atom dagegen als verschwindend klein betrachtet werden kann, sei der Verwandlungswerth alsdann verschwindend klein gegen deren lebendige Kraft⁴⁾, woraus folge, dass

abgeleitet; weiter dann (l. c. p. 40 u. 41) wird gegeben (im wesentlichen aber schon l. c. 1. p. 163. 1856)

$$N = S - S_0 - \int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T},$$

wo $N \geq 0$ und irr. bedeutet, das Integral beziehe sich auf einen irreversibeln Vorgang.

1) l. c. p. 34. Energie und Entropie werden mathematisch behandelt l. c. p. 35 ff. und Zusatz dazu.

2) Die Bedeutung von Werk erläutert Clausius, Ges. Abhandl. 1. p. 283 und obengenannter Vortrag p. 15.

3) l. c. p. 42 ff.

4) Der Sinn dieser Angaben von Clausius ist wohl der folgende: Unter der absoluten Temperatur ist zu verstehen die mittlere lebendige Kraft der kleinsten, sich selbstständig bewegenden Körpertheilchen. Wenn ein solches und eine bewegte endliche Masse gleiche Temperatur haben sollen, so müssen beide gleiche kinetische Energie besitzen und das ergebe einen enorm hohen Wärmegrad, der alsdann ja in den Nenner des Verwandlungswerthes der Massenbewegung käme.

bei Umsatz der Bewegung in Wärme durch passive Widerstände der Aequivalenzwerth der dabei eintretenden uncompensirten Verwandlung einfach durch den Verwandlungswerth der erzeugten Wärme dargestellt werde. Die lebendige Kraft trägt also direct so gut wie nichts zur Entropie bei, und auch die Ungleichung gilt noch, wenn auch das betreffende System nicht immer in Ruhe befindlich ist, während der Kreisprocess ausgeführt wird. *Hierüber war sich Clausius jedenfalls klar, was Hrn. Duhem¹⁾ gegenüber bemerkt sein möge.* Der Verwandlungswerth der Massenbewegung ist hiernach nicht völlig gleich Null²⁾, es lässt sich ja nach Verfassers Ansicht auch nicht von vornherein behaupten, dass mechanische Vorgänge vollständig reversibel sind, auch abgesehen von passiven Widerständen. Alle mechanischen Systeme sind ja doch nur Theile grösserer solcher, mit denen sie schon durch sogenannte Fernwirkungen in Wechselwirkung stehen. Praktisch sind diese Einflüsse aber wohl fast immer als verschwindend anzusehen.³⁾ Die strahlende Wärme hat Clausius nicht näher mehr betrachtet⁴⁾, nur vorläufig wolle er angeben, dass bei richtiger Berechnung der von ihm Entropie genannten Grösse für das ganze Weltall, man zu dem Satze gelange, *die Entropie des Weltalls strebt einem Maximum zu.*

Das hierin ausgesprochene Princip der Vermehrung der Entropie gelangte zur weiteren Verbreitung in der Wissenschaft zunächst durch die geistreichen Anwendungen von Horstmann⁵⁾, dann besonders die grossen so hervorragenden Arbeiten von Gibbs⁶⁾, der sich anscheinend direct an Clausius anlehnt⁷⁾, ferner seit 1879 durch Hrn. Planck, welcher in dessen bei der Herleitung anders als Clausius⁸⁾ verfahren zu

1) P. Duhem, Leonville's Journal 10. p. 229. 1894.

2) Vgl. ferner R. Clausius, Mech. Wärmetheorie 2. p. 312—314. 1879.

3) Vgl. M. Planck, Thermodynamik p. 77. § 113. 1897.

4) Abgesehen natürlich l. c. 1. p. 322 und Pogg. Ann. 121. p. 1. 1864.

5) Vgl. insbesondere Liebig's Ann. 170. p. 192. 1873.

6) J. W. Gibbs, Thermodyn. Studien. Deutsch von Ostwald 1892.

7) Vgl. l. c. p. 66 die beiden Sätze an der Spitze seiner grossen Abhandlung.

8) M. Planck, Ueber den zweiten Hauptsatz, München 1879, ferner Thermodynamik 1897. Der daselbst gegebene Beweis, die Entropie könne nicht verkleinert werden, ohne entsprechende Veränderungen in anderen

sollen glaubte, ohne dass indessen der nach Clausius sich fast von selbst ergebende Begriff der Entropie als einer den Zustand des betrachteten Systemes charakterisirenden Grösse dadurch plausibler geworden sein dürfte.¹⁾ Bei Planck wird derselbe mit einem Male für vollkommene Gase aufgestellt und dann auf einigen Umwegen allgemein auf beliebige Körper übertragen, die Entropie erscheint dabei wie eine von aussen künstlich in die Betrachtungen hineingetragene Grösse. In hohem Maasse fördernd und aufklärend für die Erkenntniss der Bedeutung des zweiten Hauptsatzes in seinen Consequenzen wirkten die klassischen Arbeiten von v. Helmholtz²⁾, ferner kommen hier in Betracht die ausgedehnten Untersuchungen von Hrn. Duhem seit dem Jahre 1886. Dieser Forscher anerkennt zwar den zweiten Hauptsatz und seine Folgerungen, auch das Princip der Vermehrung der Entropie, aber er sieht die Betrachtungen³⁾ von Clausius nicht als einen Beweis an, meint vielmehr, die Grundlagen des ganzen Gebäudes bedürften einer Revision.⁴⁾ Von grossem Interesse erscheinen die eingehenden Untersuchungen über umkehrbare Vorgänge, die als continuirliche Folgen von Gleichgewichtszuständen aufgefasst

Körpern zurückzulassen, erscheint nicht unbedingt plausibel, indem die dabei nöthige isentropische Veränderung bedeutenden Arbeitsaufwand veranlassen kann, sodass unter Umständen die betreffende periodisch functionirende Maschine gar nicht Arbeit leistet, woraus ja der Widerspruch mit Thomson's Grundsatz gefolgert wird. Ferner muss eine isentropische Aenderung immer als möglich vorausgesetzt werden, was doch nicht ohne weiteres angenommen werden kann. (Thermodynamik p. 86 u. 93.) Fast einfacher und einleuchtender dürfte es sein, grundsätzlich zu erklären, ein von selbst verlaufender Process könne nicht ohne Compensation rückgängig gemacht werden. Der Ausdruck $dU + p dv$ nach Planck für das Differential der Entropie ist auch wohl zu eng, da doch überhaupt reversibles Werk zu rechnen ist nicht nur $p dv$. Vgl. die Arbeiten von v. Helmholtz, Duhem, Voigt, Buckingham.

1) Vgl. G. Helm, Energetik p. 193. 1898.

2) H. v. Helmholtz, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin vom 2. Februar und 27 Juli 1882, ferner Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin 6. p. 98—101 u. p. 112—114. 1887, wo v. Helmholtz den zweiten Wärmesatz gegen Pictet vertheidigt.

3) P. Duhem, Méc. chim. 1. p. 73. 1897.

4) P. Duhem, Journ. de mathém. pure et appl. (4) 8. p. 268. 1892; (4) 9. p. 334. 1893; (4) 10. p. 203. 1894.

werden¹⁾ und über die Bedingungen, unter welchen man eine beliebige Veränderung in eine reversible verwandeln kann, was nicht immer zu erreichen sei.²⁾ Kann man aber von einem Zustande *A* zu einem zweiten *B* ein System durch umkehrbare Veränderungen bringen, so zeigt Duhem durch ziemlich langwierige Betrachtungen, dass dann mit grosser Allgemeinheit gilt (nicht völlig allgemein), jedes Integral $\int dQ/T$ hat denselben Werth für jede solche reversible Transformation von *A* nach *B*. Zum Beweise werden zwei Grundsätze verwendet, die denen von Clausius und Thomson entsprechen. Die sogenannten uncompensirten Verwandlungen erscheinen lediglich als Folgen der Arbeit passiver Kräfte, ist sie Null, ist das System ohne Viscosität, so gilt auch für nicht umkehrbare Kreisprocesse noch

$$\int \frac{dQ}{T} = 0.$$

Zum Beweise der Clausius'schen Ungleichung muss aber noch eine Annahme über die sogenannte wirksame Arbeit eingeführt werden. Diese kommt also zu den Grundsätzen hinzu, was für die absolute Strenge von Duhem's Beweis nicht gerade spricht. Wie Verfasser scheinen will, wird mit Recht die Clausius'sche Ungleichung als der allgemeinste Ausdruck des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik angesehen.³⁾ Das Princip der Vermehrung der Entropie⁴⁾ und seine Consequenzen, ebenso wie die sogenannten thermodynamischen Functionen⁵⁾ ergeben sich ja aus jener Ungleichung, die für endliche, wie unendliche kleine Processe besteht. Hr. Duhem glaubt ferner, für Erscheinungen, wie die der Reibung der sogenannten falschen chemischen Gleichgewichte etc., die bisherige klassische Thermodynamik erweitern zu sollen durch Einführung gewisser Ungleichungen, wie sie in der Mechanik für die Probleme der Reibung bereits bestehen.⁶⁾ *Ein System, welches unter solchen*

1) Die Umkehrung ist indessen nicht immer zulässig, wie die Hysteresis zeigt.

2) Z. B. nicht bei unstationären Strömen und bei Elektrolyten, die durch einen Strom zersetzt werden.

3) P. Duhem, Méc. chim. 1. p. 79. 1897.

4) Dazu müssen aber reversible Veränderungen möglich sein.

5) l. c. p. 88 u. 83.

6) P. Duhem, Méc. chim. 1. p. 204, p. 209f. 1897.

Bedingungen einen Kreisprocess beschreibt, genügt aber immer noch der Clausius'schen Ungleichung.

Wie bei v. Helmholtz die freie Energie, so tritt bei Hrn. Duhem¹⁾ das thermodynamische Potential in den Vordergrund, bei Hrn. Planck dagegen das Princip der Vermehrung der Entropie, als allgemeinster Ausdruck des zweiten Hauptsatzes, die einzige Form, welche sich ohne jede Beschränkung für jeden beliebigen endlichen Process aussprechen lasse.²⁾ Hr. Nernst³⁾ dagegen sieht die *Lehre von der freien Energie* bez. der maximalen Arbeit für ebenso allgemein an, *sie gelte für constante Temperatur, die Vermehrung der Entropie für unveränderlichen Energieinhalt.* Die gleiche Anschauung findet sich auch bei einigen anderen Forschern⁴⁾, während eine Anzahl solcher annimmt, das Princip der Entropievermehrung bestehe, sobald ein System lediglich gegen Wärmeaustausch nach aussen hin abgeschlossen sei, sonstige Energie aber noch aufnehmen könne.⁵⁾ Den hier zur Geltung kommenden Gegensatz verschiedener Gelehrter hat Hr. Voigt etwas näher betrachtet. Er nimmt lediglich als Resultat der Erfahrung an⁶⁾, alle nicht umkehrbaren Kreisprocesse könnten nur Arbeit in Wärme verwandeln⁷⁾, die daraus folgenden Schlüsse, wie z. B. der in Bezug auf Vermehrung der Entropie, litten daher an einer gewissen Unsicherheit.⁸⁾ Eine hypothetische Erweiterung der Gleichgewichtsbedingungen der Mechanik führt zu der von Nernst vertretenen Auffassung.⁹⁾

Diese eine sichere Orientirung in der Thermodynamik recht erschwerenden Meinungsverschiedenheiten bei hervor-

1) Leider ist hier eine eingehendere Darlegung von Duhem's Ansichten nicht angängig.

2) M. Planck, Thermodynamik p. 193. 1897.

3) W. Nernst, Theoretische Chemie p. 25 u. 29. 1898.

4) Vgl. z. B. P. Duhem, Méc. chim. 1. p. 83. 1897; A. Winkelmann, Handbuch der Physik (II) 2. p. 435. 1896.

5) Vgl. z. B. G. Kirchhoff, Vorlesungen über Wärme p. 70. 1894; M. Planck, Thermodynamik p. 102. 1897.

6) W. Voigt, Compendium der theoretischen Physik 1. p. 508. 1896.

7) Dies scheint Verfasser nicht ohne weiteres identisch zu sein mit $\int (dQ/T) < 0$, sondern vielmehr mit $\int dQ < 0$.

8) l. c. p. 547.

9) l. c. p. 564 u. 565, ein strenger Beweis ist das natürlich nicht.

ragenden Forschern, lassen es wenig wunderbar erscheinen, wenn endlich die Frage gestellt wird, ob die Wärmelehre in ihrer Entwicklung nicht besser einen anderen Verlauf genommen, als geschehen, wie das Hr. Wiedeburg¹⁾ andeutet. Der Entropiebegriff deckt sich nach diesem Forscher mit dem alten Begriffe des Wärmeinhaltes, das Princip der Vermehrung²⁾ wird nicht anerkannt, vielmehr soll auch bei nicht umkehrbaren adiabatischen Vorgängen die Entropie constant bleiben. Hr. Helm³⁾ meint denn auch, es könnte in der Clausius'schen Formel

$$(II) \quad N = S - S_0 - \int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T}.$$

N zugleich mit den dQ verschwinden, S also constant bleiben, während man bekanntlich sonst schliesst $S - S_0 = N > 0$ in diesem Falle. Andererseits hat sich der zweite Wärmesatz und die Lehre von der Vermehrung der Entropie bewährt bei den scharfsinnigen Untersuchungen der Herren Boltzmann⁴⁾ und Wien⁵⁾ über strahlende Entropie, die Geltung hört nur auf nach Hrn. Wien⁶⁾, sobald man auf die einzelnen von der Wärme erregten Schwingungen zu wirken vermag. Etwas Aehnliches zeigt sich ja auch bei molecular-kinetischen Betrachtungen.

Hat sich denn nun Clausius wirklich so sehr geirrt, wenn er seine berühmte Ungleichung als mathematisch bewiesen ansah, sind die Betrachtungen von Poincaré, Neumann, Planck etc. wirklich so wenig beweiskräftig, oder sind sie nur zum Theil zwingend, zum Theil aber der Ergänzung bedürftig? Verfasser⁷⁾ hat vor einiger Zeit geglaubt, darauf hin-

1) O. Wiedeburg, Zeitschr. f. physik. Chem. (1) 29. p. 27 ff. 1899; Wied. Ann. 61. p. 705—736. 1897; 62. p. 652—679. 1897; 64. p. 519—548. 1898.

2) l. c. p. 45.

3) G. Helm, Energetik p. 126 u. p. 318. 1898.

4) L. Boltzmann, Wied. Ann. 22. p. 291—294. 1884.

5) W. Wien, Wied. Ann. 49. p. 633—641. 1893; Sitzungaber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 25—32. 1893; Wied. Ann. 52. p. 132—165. 1894.

6) W. Wien, Wied. Ann. 52. p. 151. 1894.

7) K. Wesendonck, Wied. Ann. 67. p. 444—451. 1899.

weisen zu sollen, dass die Clausius'schen Erörterungen noch zu Recht bestehen und seine Auffassung der Verwandlungswerthe nicht aufzugeben sei. Die Art und Weise, wie in der Abhandlung über eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes, besonders wenn man die in verschiedenen Theilen seiner verschiedenen Arbeiten verstreuten Bemerkungen von Clausius beachtet, der Beweis geführt wird, erscheint sehr allgemeiner Natur und ist z. B. von dem Verhalten des Druckes, der Anzahl der Variablen¹⁾, die zur Definition eines Zustandes nöthig sind und dergleichen mehr, vollständig unabhängig. Auch bedarf es der langwierigen Betrachtungen über die Möglichkeit, mit den betreffenden Systemen umkehrbare Prozesse vorzunehmen, ganz und garnicht. Die arbeitende Substanz braucht ja keine selbst durchzumachen. Carnot'sche Prozesse, und zwar solche einfacher Art, deren theoretische Möglichkeit ja feststeht²⁾, werden dazu herangezogen, um darzuthun, wie man die betreffenden vorkommenden Verwandlungen wieder rückgängig machen, bez. entgegengesetzte an ihre Stelle treten lassen kann. So vermag man jede Wärmemenge Q bez. dQ von einer bestimmten Temperatur T , die in mechanische Arbeit verwandelt worden ist, aus mechanischer Arbeit auf diese Weise wieder zu erzeugen und dafür eine gewisse Wärmemenge von niedriger Temperatur in solche von höherer zu verwandeln³⁾, und mutatis mutandis gilt Entsprechendes für den umgekehrten Fall. Es ist nicht einmal direct nöthig für die Beweisführung, dass die Wärmereservoirs, welche beim Kreisprocess benutzt worden sind, selbst hierbei wieder zur Anwendung kommen, es fragt sich nur, ob alle eingetretenen Wärmeübergänge compensirt worden sind oder nicht und welches der Sinn der etwa übrigbleibenden uncompensirten Verwandlungen ist. Es dürfte vielleicht rathsam sein, hier einiges zu wiederholen, was sein

1) Diese Fragen spielen bei Bertrand und Poincaré eine Rolle.

2) Gegenüber den Ausführungen des Hrn. F. Wald (Zeitschr. f. phys. Chem. 1. p. 408—415. 1887 und 2. p. 523—530. 1888) sei hervorgehoben, dass Clausius genau wusste, dass die umkehrbaren Vorgänge nur einen theoretisch möglichen Grenzfall bilden; vgl. z. B. Abhndl. 1. p. 252. 1864.

3) Ich gehe hier etwas näher auf diese Verhältnisse ein, da meine Angaben l. c. p. 448—449 vielleicht etwas zu knapp gehalten sind und missverstanden werden könnten.

Begründer über den bekannten Grundsatz: „Wärme kann nicht von selbst von einem kälteren zu einem wärmeren Körper übergehen,“ ausgesagt hat, da eine mangelhafte Orientirung über dessen Tragweite wohl mehrfach der Grund zu Missverständnissen des zweiten Wärmesatzes gewesen ist. Es heisst da an einer Stelle¹⁾: Der Grundsatz solle nicht nur für directe Wärmeübergänge gelten, sondern auch für alle anderen Vorgänge, durch welche ein Wärmeübergang zwischen Körpern verschiedener Temperatur veranlasst werden kann, wobei hervorzuheben seien die Fälle, bei denen der Wärmeaustausch durch einen oder mehrere veränderliche Körper vermittelt wird, welche bei ihren Zustandsänderungen bald Wärme aus einem Körper aufnehmen, bald Wärme an einen anderen Körper abgeben. Dabei können entgegengesetzte Wärmeübergänge, die bei demselben Processe vorkommen, sich gegenseitig compensiren. Ferner kann ein aufsteigender Wärmeübergang (d. h. von kälteren zu wärmeren Körpern) von einer bleibenden Veränderung begleitet sein, welche nicht rückgängig gemacht werden kann, ohne entweder eine bleibende Veränderung ähnlicher Art zu ergeben oder einen absteigenden Wärmestrom zu veranlassen. Hierbei ist also der aufsteigende Wärmestrom mittelbar mit einem absteigenden verbunden und jene bleibende Veränderung kann als Compensation angesehen werden. Demnach würde aber alsdann sich ergeben, dass, wenn bei einem Kreisprocesse einer der Ausdrücke

$$\sum \frac{T}{Q} \text{ bez. } \int \frac{dQ}{T} \text{ bez. } \iint \frac{dQ}{T} \text{ bez. } \iiint \frac{dQ}{T},$$

welche hier in Betracht kommen, einen positiven Werth erhielte, dies gleichbedeutend wäre mit aufsteigenden, uncompensirten Wärmeströmen, die also wenigstens theoretisch durch den Kreisprocess des arbeitenden Systems veranlasst werden könnten.

Hiernach ist aber die Clausius'sche Ungleichung durch ihres Urhebers Begründung so sicher bewiesen, als der Grund-

1) R. Clausius, l. c. 1. p. 184. Anm.

2) Die Summe, das einfache, das doppelte oder das dreifache Integral, kommen hier in Betracht, je nachdem durchweg gleiche Temperatur herrscht oder Oberflächenelemente oder Körperelemente mit verschiedenen Temperaturen in Rechnung zu ziehen sind.

satz selbst es ist und bedarf keiner *Hülfs-hypothese*, wie bei *Duhem*. Da bei den Betrachtungen nur die von aussen zugeführte Wärme zu rechnen ist, so spielt die lebendige Kraft, welche das System etwa zu Zeiten besitzt, weiter gar keine Rolle und gilt die Ungleichung, ob diese stets Null ist oder nicht. Nur erscheint eine Beschränkung vorhanden, die aber auch von Planck ¹⁾ und Neumann ²⁾ bei ihren Betrachtungen über Kreisprocesse ausdrücklich angenommen werden. Es ist nämlich immer nur von Wärmeübergängen und Verwandlungen zwischen Wärme und mechanischer Arbeit die Rede und nicht von solchen in andere Energieformen. Nun ist zuerst zu bedenken, dass man alle Systeme, die andere als mechanische Veränderungen erleiden, in den Kreisprocess mit einbeziehen kann, dann wird nach aussen nur noch eventuell mechanische Arbeit geleistet und der Satz ist dann in solcher Fassung schon von sehr grosser Allgemeinheit. Aehnlichen Beschränkungen unterliegt ja auch der Beweis von Poincaré ³⁾, die Reservoirs zusammen mit den veränderlichen Körpern müssen dort ein isolirtes System bilden und erstere hängen in ihren Zuständen nur von zwei Variablen ab. Man kann aber gewiss auch mit Recht fragen, ob die Ungleichung noch gilt, wenn anderes Werk gethan wird, als nur mechanisches. Nur muss man alsdann streng darauf achten, dass das veränderliche System, nachdem es einen Kreis durchlaufen, genau wieder im Anfangszustande sich befinde. Denn es ist zu bedenken, dass sein Zustand von dem der Umgebung vielfach abhängt, also Änderungen dieser genau zu beachten sind. Man denke nur an die Oberflächenenergie, an Deformationen durch sogenannte Fernwirkungen, elektrische Verschiebungen etc., Einflüsse, die unter Umständen wohl nicht vernachlässigt werden dürfen. Anstatt in mechanische Arbeit, wird dann die überschüssige Wärme in das entsprechende Werk verwandelt und es dürfte vielleicht fraglich erscheinen, ob man noch immer einen Carnot'schen Process direct oder indirect finden kann, der die betreffenden Wärmemengen aus der gewonnenen Energie wieder erzeugt, zugleich mit einem aufsteigenden äquivalenten Wärme-

1) M. Planck, *Thermodynamik* p. 88. 1897.

2) Karl Neumann, *l. c.* p. 77.

3) H. Poincaré, *Thermodynamik* p. 156. 1893.

strom wie das der Beweis erfordert. Kann man die gewonnene Energie vollständig (wenn auch nur theoretisch) oder fast vollständig in mechanische Arbeit umwandeln, wie das z. B. bei elektrischer Energie unter Verwendung verschwindender Stromstärke möglich ist, so gelingt es natürlich, besagte Rückverwandlung zu erreichen. Es genügt ja stets in allen solchen Fällen, wenn diese nur soweit gelingt, dass irgendwie uncompensirte aufsteigende Wärmeströme schliesslich übrig bleiben. *Durch derartige Betrachtungen lässt sich also schon zeigen, dass die Ungleichung für eine fast unbegrenzt grosse Zahl von Vorgängen gilt und es ist hiernach jedenfalls ein sehr berechtigter Wahrscheinlichkeitsschluss, anzunehmen, gleich der Verwandlung von Wärme in mechanische Arbeit sei eine solche in eine äquivalente andere Energie ebenfalls eine negative Verwandlung, die eine Compensation erfordert. Es dürfen alsdann bei einem Kreisprocesse nicht schliesslich lauter solche mit negativen Aequivalenzwerthen versehene Vorgänge als Wirkung der arbeitenden Substanz übrig bleiben.* Wie weiterhin die entstandene Energie sich in Wirklichkeit umwandelt, kommt hierbei nicht in Betracht. Entstände etwa auf diese Weise Wärme von solcher Temperatur, dass man einen compensirenden absteigenden Wärmestrom erhalten könnte, so käme dies durchaus nicht in Rechnung, denn dies geschähe erst, nachdem der Gesamtprocess ein Stadium durchgemacht, zu dem negative Verwandlungen gehören, und ein solcher Zustand kann nach dem Grundsatz überhaupt nicht erreicht werden. *Erinnert man sich des Ausspruches von Clausius, dessen wir oben Erwähnung gethan haben, dem entsprechend die Summe aller Verwandlungswerthe nie negativ sein kann, wenn keine Compensation damit verbunden ist und bedenkt, dass bei einem Kreisprocesse die vermittelnde Substanz nur Verwandlungen von Wärme bewirkt¹⁾, da ja ihr Zustand am Ende des Processes derselbe wie am Anfang ist, so kommt man zu dem gleichen Resultate. Nur muss man die Wahl der Vorzeichen für die Wärmemengen beachten. Geht die Wärmemenge q von einem Körper K_1 von der Temperatur T_1 zu einem solchen K_2 von der tieferen Temperatur T_2 über, so ist der Verwandlungswerth*

1) Man sehe die Ausführungen weiter unten.

eines derartigen Vorganges bekanntlich ein positiver, nämlich $q/T_2 - q/T_1$, wenn man die dem K_1 entzogene Wärmemenge q von der Temperatur T_1 negativ ansetzt und die von K_2 aufgenommene Wärmemenge von der Temperatur T_2 dagegen positiv rechnet. Man kann diesen Vorgang nach Clausius auch als die Summe zweier Processe ansehen, eines positiven q/T_2 und eines negativen $-q/T_1$. Wird nun aber ein solcher Wärmeübergang von einem Wärmebehälter zu einem anderen von niederer Temperatur durch eine arbeitende Substanz wie bei einem Carnot'schen Process vermittelt, so gilt der positive Werth für einen solchen Process natürlich nur dann, wenn man die von den Reservoirs aufgenommenen bez. abgegebenen Wärmequantitäten positiv, bez. negativ rechnet. Nimmt man aber eine von dem arbeitenden System aufgenommene Wärmemenge positiv bez. eine abgegebene negativ, so trifft obige Bestimmung des Vorzeichens des ganzen Processes nicht mehr zu. Ist bei den isothermen Veränderungen, die ja zu einem Carnot'schen Process gehören, die Temperatur der Behälter und des Körpers die gleiche, so muss die von dem höher temperirten Reservoirs abgegebene Wärmemenge jetzt als positiv verrechnet werden, dagegen die bei einem anderen isothermen Vorgange an einen kälteren Wärmespeicher überführte Wärmemenge das negative Zeichen erhalten. Geht also, wie oben, auf diese Weise Wärme von K_1 auf K_2 über, so hat dieser Vorgang den Verwandlungswerth $q/T_1 - q/T_2$ und da T_2 kleiner als T_1 ist, so hat dieser Ausdruck einen negativen Werth. Sagt man also bei ersterer Annahme der Vorzeichen, dass die Summe aller in Betracht kommenden Verwandlungswerthe eines Processes nicht negativ sein könne, so müssen wir bei der anderen Bezeichnungsweise nunmehr aussprechen, sie könne nicht positiv sein, und dies führt dann also direct zu der Clausius'schen Ungleichung.

Was nun die Grösse N , welche die uncompensirte Verwandlung darstellt, anbetrifft, so hat Clausius allerdings nur gezeigt, sie könne nicht negativ sein. Sie ist nicht nothwendig positiv, wenigstens nach den thermodynamischen Betrachtungen allgemeiner Natur. Da auch nach manchen Stellen bei Clausius es anders erscheinen könnte, sei ausser auf die Beweisführung selbst noch auf eine Stelle hingewiesen, wo es ausdrücklich

heisst:¹⁾ Ist der Kreisprocess nicht umkehrbar, so brauchen die Aequivalenzwerthe der positiven und negativen Verwandlungen nicht gleich zu sein, aber der Unterschied kann nur in dem Sinne stattfinden, dass die positiven überwiegen. Nach Duhem ist ja, wie bereits erwähnt, $N = 0$ für alle Kreisprocesse, die ohne Viscosität verlaufen, ob aber solche wirklich vorkommen, ist nicht dargethan. In keiner Weise aber ist nachgewiesen und nach Verfassers Ermessen auch nur wahrscheinlich, dass für

$$\int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T} = 0,$$

bez. wenn alle $dQ = 0$ sind, auch N verschwindet. Bei den vollkommenen Gasen ist es vielmehr längst bekannt, dass, wenn bei ihnen adiabatische Vorgänge umkehrbar verlaufen, die Entropie allerdings constant bleibt, dagegen stets wächst, wenn irreversible adiabatische Processe vor sich gehen, sei es nun, dass das Gas dabei Arbeit leistet, sei es, dass es welche erleidet, also die Energie keineswegs constant bleibt.²⁾ Zu einem viel allgemeineren Resultate in dem gleichen Sinne gelangt man durch Betrachtungen, ähnlich wie sie Clausius³⁾ in seiner Abhandlung über Erweiterung des zweiten Hauptsatzes anstellt, wobei wir zunächst von Complicationen des Processes, wie chemische Umwandlungen infolge des veränderten Druckes und Temperatur, absehen wollen. Sind Druck und Gegendruck einer ihr Volumen adiabatisch ändernden Substanz einander gleich und daher der Process umkehrbar, so ist er auch isentropisch, wenn aber Ueber- oder Unterdruck zur Wirksamkeit kommen und endliche Geschwindigkeiten auftreten, dann wird, nachdem wieder Ruhe eingetreten, schon infolge der dabei entstandenen Wärme die Temperatur des Körpers im Endzustande eine höhere sein, als wenn er zu diesem isentropisch gelangt ist, und sein Entropiewerth hat daher zugenommen. Ebenso in Fällen, wo durch elektrische Ströme,

1) R. Clausius, Abhandl. 1. p. 245. Ausserdem sind zu beachten die weniger bestimmten Stellen, Abhandl. 1. p. 151 u. p. 163; Abhandl. 2. p. 3.

2) R. Ritter, Ingenieur-Mechanik p. 512. 1885.

3) R. Clausius, l. c. p. 273 u. 274.

Reibung, Stoss und sonstige mechanische Vorgänge Wärme erzeugt wird, wo durch Leitung oder Strahlung Wärmeaustausch eintritt, überall da wird man mit Poincaré¹⁾ bei einem isolirten Systeme Zunahme der Entropie wohl in der bei weitem überwiegenden Zahl der Fälle nachweisen können, denn nur ganz ausnahmsweise wird etwa eine Volumen- oder sonstige Aenderung die entropievermehrnde Wirkung obengenannter Vorgänge aufheben. *Man kann also ruhig, wie dies ja auch Clausius andeutet, N im allgemeinen als positiv ansehen und zwar auch für adiabatische Processe und damit wird man auch das Princip der Vermehrung der Entropie anerkennen müssen und entsprechend natürlich die daraus folgenden Gleichgewichtsbedingungen.* Das Maximum der Entropie unter gegebenen Umständen bestimmt immer eine Grenze für adiabatische Veränderungen eines Systems. Uebrigens giebt die bekannte oben mit II bezeichnete Gleichung noch zu einigen weiteren Bemerkungen Veranlassung, die Verfasser merkwürdigerweise nirgends erwähnt gefunden hat. Sicher muss nämlich $S - S_0$ grösser als 0 sein, sobald

$$\int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T}$$

positiv, selbst dann, wenn N verschwinden würde. Insbesondere also gilt dies, wenn die Werthe aller dQ positiv sind, d. h. wenn Wärme von dem System während der Veränderung nur aufgenommen wird. Die Entropie kann constant bleiben oder sogar abnehmen, wenn

$$\int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T}$$

negativ ist. Es lässt sich aber darüber nichts bestimmen, da man von vornherein nicht weiss, wie grosse positive Werthe N annehmen kann. Wenigstens ist keine nähere Angabe darüber zu Verfassers Kenntniss gelangt. Auch bei ausschliesslichem Wärmeverlust kann daher unter Umständen die Entropie eines Systems noch wachsen. Die Unbestimmtheit des Werthes von N dürfte mit Recht als ein Hauptmangel der Thermodynamik angesehen werden. Bei näherer Kenntniss der Factoren, welche zu

1) H. Poincaré, l. c. p. 103.

den uncompensirten Verwandlungen führen, ist es aber vielleicht möglich, zu präciserer Einsicht zu gelangen.¹⁾

Clausius selbst hat bekanntlich seine Gleichungen nicht direct dazu benutzt, um die Vermehrung der Entropie zu beweisen, wenn er auch durch seine Ausführungen nahelegt, dies zu versuchen. Wer zuerst so verfahren, dass er schloss, wenn

$$\int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T} = 0,$$

also insbesondere, wenn alle $dQ = 0$, d. h. wenn ein adiabatischer Vorgang vorliegt, so ist $S - S_0 = N$, also grösser als Null, also muss auch S grösser als S_0 sein, vermag Verfasser, nicht anzugeben. Die Schlussweise ist, wie bereits früher gesagt, von mehreren Autoren adoptirt worden. Kirchhoff wie andere heben als Beschränkung für diesen Satz hervor, dass er voraussetze, man könne jeden Zustand eines Systems in umkehrbarer Weise erreichen, was allerdings a priori nicht zu beweisen ist. Indessen ist auch hier zu bedenken, dass nicht der wirkliche Vorgang, durch den ein gewisses System in einen gewissen Zustand gebracht wird, in einen umkehrbaren verwandelt zu werden braucht, was ja nach Duhem nicht allgemein möglich ist. Es genügt mit Hrn. Planck²⁾ anzunehmen, dass es nur gelingt, jedes Element des zu betrachtenden Körpers in den Zustand, in dem es sich in dem Augenblicke, für welchen die Entropie bestimmt werden soll, gerade befindet, auf irgend einem reversiblen Wege überzuführen. Dies gilt auch für einen, in seinen einzelnen Theilen ungleichmässig bewegten wie temperirten Körper, was Hr. Planck mit Recht

1) Vielleicht ist es einer oben erwähnten Andeutung Duhem's folgend möglich, in manchen Fällen N aus der durch Viscosität verbrauchten Energie zu berechnen, wie man ja ähnlich auch die Joule'sche Wärme ansehen kann. Aus dem so bestimmten N und dem etwa aus Beobachtungen sich ergebenden

$$\int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T}$$

liesse sich dann die Entropieänderung berechnen. Ob das allgemein möglich, dürfte jedoch noch nicht zu bestimmen sein.

2) M. Planck, Thermodynamik p. 92. 1897.

bemerkt. Clausius sprach es aus, in allen Fällen würde man unter Gewinn oder Verbrauch von Arbeit die Verbindung oder Trennung der Stoffe nach Willkür leiten können, wenn wir die Mittel besäßen, auf die einzelnen Atome beliebig einzuwirken und sie in jede beliebige Lage zu einander zu bringen. Hierdurch wird allerdings nur auf die theoretische Möglichkeit, umkehrbare Wege zu finden, hingewiesen, aber Poincaré¹⁾ bemerkt, dass in Fällen, wo kein directer umkehrbarer Weg aus dem Anfangs- in den Endzustand vorhanden sei, man in den meisten, wenn nicht allen Fällen die Aenderung der Entropie mittels eines Hilfssatzes bestimmen könne und giebt ein Beispiel für solches Verfahren. Sollte das nicht gelingen für gewisse Processe, so könne man immer noch aus den Integralen

$$\int_{\text{irr.}} \frac{dQ}{T}$$

eine untere Grenze für die Entropieänderung zu finden suchen, da ja die bewussten Integrale alle kleiner sind als $S - S_0$. Indessen, soweit reichend auch die Möglichkeit reversibler Processe ist, die Clausius'sche Ungleichung bleibt insofern allgemeiner als das Princip der Entropie, als sie die Annahme der unbeschränkten Möglichkeit umkehrbarer Wege gar nicht enthält.

Eine von Hrn. Planck eingeführte Erweiterung des Begriffes der Reversibilität scheint mir im Widerspruche zu Hrn. Helm²⁾ einen Fortschritt zu bilden gegenüber den sonst herrschenden Ansichten. Darnach genügt es für einen Process, um reversibel zu sein, dass es irgend ein Mittel giebt, den Anfangszustand wieder vollständig herzustellen, ohne dass sonstige Veränderungen eintreten. Eine directe Umkehr des Processes ist nicht nöthig. Hätte man z. B. einen Kreisprocess, der einen negativen Werth des $\int dQ/T$ ergibt, und liessen sich die dabei eingetretenen Veränderungen (Wärmeübergänge, Arbeitsverbrauch etc.) wieder vollständig rückgängig machen, so hätte man nun einen zweiten Kreisprocess mit positivem Aequivalenzwerth, was ja ausgeschlossen ist. Es muss also auch in diesem Falle der Kreisprocess den Werth 0 für das

1) H. Poincaré, l. c. p. 163—165.

2) G. Helm, Energetik p. 194. 1898.

Integral $\int dQ/T$ wie bei der alten Definition der Umkehrbarkeit ergeben, und ist der bezügliche Clausius'sche Beweis in diesem Sinne zu ergänzen. Geht ein System aus einem Zustande A in einen zweiten B über und lässt sich diese Veränderung durch eine zweite vollständig rückgängig machen, so bilden beide zusammen einen Kreisprocess, dessen Aequivalenzwerth gleich Null, weil ja schliesslich gar keine Veränderung mehr existirt. Es müssen dann alle Wege, die von A nach B führen, denselben Verwandlungswerth ergeben, d. h. der Werth für B ist eindeutig bestimmt wie bei der Entropie.

Clausius hat sich bekanntlich in seinen Betrachtungen nicht auf die Kreisprocesse beschränkt, sondern eine Erweiterung des zweiten Hauptsatzes versucht, die auch die innere Arbeit berücksichtigt und ferner dazu dienen sollte, das Theorem plausibler zu machen. Diese Betrachtungen haben wohl nicht den Erfolg gehabt, den der Autor sich von ihnen versprochen hat, aber sie verdienen dennoch auch nicht, ganz in Vergessenheit zu gerathen, oder etwa gar lediglich als ein Abweg angesehen zu werden.¹⁾ Die einem Körper zugeführte Wärme dQ ist bekanntlich gleich $dU + dW$, wo U die innere Energie und W das äussere Werk bezeichnet. Für einen umkehrbaren Vorgang giebt dann

$$\int \frac{dQ}{T} = \int \frac{dU + dW}{T}$$

die Entropieänderung, d. h. $(dU + dW)/T$ ist ein vollständiges Differential. Dieses formt nun Clausius um, indem er inneres und äusseres Werk zusammenzieht, zu welchem Zwecke er dU zerlegt in $dH + dJ$, wo J das gethane innere Werk bedeutet, H die lediglich als Wärme in dem Körper vorhandene Energie bezeichnet. Durch eine gewisse Annahme über die Fähigkeit der Wärme Arbeit zu leisten, gelangt dann Clausius dazu, die Grösse

$$\frac{dJ + dW}{T} = dZ$$

zu setzen und als ein vollständiges Differential anzusehen. Z wird Disgregation genannt und ist als der Ausdruck der Anordnungsänderung der Elemente des variablen Systems an-

1) G. Helm, l. c. p. 120.

zusehen, welcher nur abhängig erscheint von dem Zustande, in dem sich das System gerade befindet, nicht von dem Wege, auf dem es dahin gelangt ist. Da für einen umkehrbaren Kreisprocess

$$\int \frac{dQ}{T} = 0,$$

also nach obigen

$$\int \frac{dH}{T} + \int dZ = 0$$

und da $\int dZ = 0$ für einen Kreisprocess, so muss auch

$$\int \frac{dH}{T} = 0$$

sein, d. h. dH/T stellt ein vollständiges Differential dar. Daraus folgert dann Clausius, dass der Wärmehalt H eines Körpers nur von der Temperatur, nicht aber von der Anordnung der Körperelemente abhängig sei. Der weiter sich ergebende Satz von der Constanz der wahren Wärmecapacität ist meines Wissens nicht direct widerlegt worden¹⁾, aber er hat in der Erfahrung auch keine Bestätigung gefunden.²⁾ Das liegt wohl an der Unbestimmtheit der Begriffe Wärmehalt und innere Arbeit, was Clausius indessen keineswegs entgangen ist, wie er denn ja auch die obigen Folgerungen durchaus nicht als streng bewiesen ansah. *Das Wesentliche an der Sache scheint dem Verfasser zu sein, dass die Betrachtungen von Clausius auf eine Zerlegung des vollständigen Differentiales der Entropie dQ/T in die Summe zweier anderer ebensolcher Grössen herauskommen, eine Aufgabe, die an sich ja ziemlich unbestimmt erscheint und eventuell auf verschiedene Weise auszuführen ist.* Möglicherweise wird sich in Zukunft noch zeigen, dass eine solche Zerlegung für die Darstellung mancher Vorgänge zweckmässig ist, und sind daher die Clausius'schen Betrachtungen nicht ganz aus dem Auge zu verlieren. Clausius³⁾ zeigt dann weiter, dass, wenn man mit

$$dS = \frac{dH}{T} + dZ$$

1) Vgl. A. Winkelmann, Handb. d. Physik 2. p. 348. 1896.

2) Vgl. A. Wüllner, Experimental-Physik 3. p. 605. 1885. In der neuesten Auflage des Werkes sind dieselben Ansichten dargelegt.

3) R. Clausius, p. 275, Gleichung (5a).

das vollständige Entropiedifferential dQ/T bezeichnet, welches also reversiblen Vorgängen entspricht, und unter dq das Element der bei einem entsprechenden beliebigen Prozesse aufgenommenen Wärmemenge versteht, dann stets gilt

$$-\frac{dq}{T} + dS \leq 0,$$

wobei zu beachten ist, dass alle vorkommenden Grössen in dieser Gleichung sich nur auf das arbeitende System beziehen, Reservoir, Umgebung etc. spielen gar keine Rolle dabei.¹⁾ Handelt es sich um adiabatische Vorgänge, wo $dq = 0$, so gilt wie früher $dS \geq 0$, oder die Entropie nimmt zu. *Diese letzteren Betrachtungen bedürfen, wie es dem Verfasser scheint, nicht der speciellen Clausius'schen Erörterung, welche zu der Aufstellung der Disgregation genannten Grösse führen, sondern gelten ganz unabhängig davon, soweit als man im Stande ist, die Existenz der Entropie S nachzuweisen, bez. anzunehmen.*

Clausius weist ferner darauf hin, wie seine Ausführungen sich auf elektrische Vorgänge ausdehnen lassen, was aus folgenden beiden Stellen erhellt. Es heisst da²⁾: Ein anderer Fall (nämlich Vorgänge, durch welche Wärme Arbeit leisten kann), der von dem vorherigen (Volumenausdehnung, Aenderung des Aggregatzustandes) sehr verschieden ist und zeigt, wie mannichfaltig die hierher gehörigen Wirkungen sind, ist der, dass bei der Berührung zweier verschiedenartiger Stoffe durch die Wärme Elektrizität von dem einen Stoffe zum anderen getrieben wird, worauf die Entstehung der thermoelektrischen Ströme beruht. Etwas weiter³⁾ heisst es dann:

1) Verallgemeinert und in Worten ausgedrückt bedeutet diese Gleichung nach Clausius: die Summe aller vorkommenden Verwandlungen kann nicht negativ sein. Auf einen Kreisprocess angewendet, ergibt die betreffende Gleichung

$$\int \frac{-dq}{T} \leq 0,$$

d. h. also die bekannte Ungleichung. In dem Beweise, den Clausius für seine Gleichung (5a) giebt, ist implicite das Princip der maximalen Arbeit enthalten, dessen sich Hr. Nernst bei seinen thermodynamischen Ableitungen bedient.

2) R. Clausius, l. c. 1. p. 247.

3) l. c. p. 248.

Was den zuletzt erwähnten Fall betrifft, so wird in diesem die Anordnung der Elektrizität geändert, eine Aenderung, welche sich in entsprechender Weise darstellen und in Rechnung bringen lässt, wie die Aenderung der Lage der Moleküle und welche wir uns, wo sie vorkommt, immer in dem allgemeineren Ausdruck, Anordnungsänderungen oder Aenderungen der Disgregation miteinbegriffen denken wollen und ferner¹⁾ wird gesagt, so viel Elektrizität wird geschieden, bis die aus elektrischer Spannung entstehende Gegenkraft der hinübertreibenden Kraft das Gleichgewicht hält. Die der Wärme entgegenwirkende Kraft ist eine einfache und leicht bestimmbare GröÙe. *Das sind wesentlich dieselben Gedanken, die später Hr. Planck ausgeführt hat²⁾, nur die Uebergänge der Elektrizität von einer Art Stoff zu einem anderen kommen bei Entropieänderungen in Betracht, während elektrostatisches Potential und ponderomotorische Kräfte elektrischen oder magnetischen Ursprunges ohne Einfluss sind.* Ferner spricht Clausius mit Bestimmtheit aus, dass sich seine Erörterungen auch auf chemische Vorgänge anwenden lassen³⁾, Trennung chemischer Verbindungen sei auch eine Vermehrung der Disgregation und ähnlich zu behandeln, wie Dampfbildung und Dampfniederschlag. Wo Wärme Verbindungen bewirkt, soll sie nur die Atome in die Lage bringen, dass die Verbindungskräfte in Wirksamkeit treten können. Allerdings seien chemische Vorgänge meist nicht umkehrbar, doch kämen solche Fälle vor, besonders bei elektrochemischen Erscheinungen. Die Zelle, in welcher chemische Vorgänge eintreten, bilde selbst ein Element, dessen elektromotorische Kraft entweder im Sinne des Stromes wirkt, oder ihm entgegen, sodass Gewinn bez. Verbrauch von Arbeit stattfindet. Eingehender werden solche Fälle allerdings nicht untersucht, nur die Anwendung des Satzes über den wahren Wärmeinhalt wird an dem über Gase vorhandenen Beobachtungsmaterial zu prüfen versucht.⁴⁾

Diese Art der Betrachtung setzt nun allerdings voraus,

1) R. Clausius, l. c. p. 249.

2) M. Planck, Wied. Ann. 44. p. 387. 1897.

3) R. Clausius, l. c. 1. p. 269.

4) l. c. 1. p. 268 u. 270.

dass man jede unendlich kleine Veränderung in umkehrbarer Weise vorzunehmen vermöge, was ja wohl eine gewisse Einschränkung bedeutet. Clausius ist, wie gesagt, die Unvollständigkeit seiner Erörterungen keineswegs fremd, es muss, wie schon erwähnt, die Zukunft zeigen, ob ein Weitergehen auf dem von ihm angegebenen Wege nicht doch noch von Bedeutung für die Aufklärung des zweiten Wärmesatzes ist.

Was nun Duhems interessante Theorie der sogenannten falschen Gleichgewichte betrifft, so kann es wohl sein, dass die Untersuchungen des französischen Physikers von Werth sind für die Darstellung mancher Zustände, die man zur Zeit nicht näher zu durchschauen vermag. Bei den unter zunehmender Krafteinwirkung aushaltenden Reibungs-Gleichgewichten dürfte es sich indessen wohl nur um eine unmerkliche Deformation handeln, die solange vor sich geht, bis dass eine Art Zerreißen, Zerquetschen oder Ueberspringen der Hindernisse eintritt. Damit ändert sich dann natürlich die Geschwindigkeit der Bewegung plötzlich in sehr erheblichem Maasse, ohne dass sie aber vorher völlig Null war. *Es sind deshalb doch nur Kräfte, wie sie die gewöhnliche Mechanik behandelt, die man schliesslich als in Wirksamkeit tretend anzunehmen hat.* So sehen denn auch manche Autoren, wie z. B. Hr. Nernst, in den falschen chemischen Gleichgewichten nur äusserst langsam verlaufende chemische Processe, oder es kommen, nach van't Hoff¹⁾, neben Molecularverschiebungen und Orientirungen bei chemischen Umwandlungen noch Verschiebungen bez. Austausch von Atomen in Betracht, welche eventuell durch hemmende Einflüsse zurückgehalten werden. Schon Clausius weist ja darauf hin, die Wärme, die im allgemeinen zersetzend wirke, könne dadurch Verbindungen hervorrufen, dass sie die Atome in Lagen bringe, bei denen die Bindungskräfte erst zu wirken vermöchten. Dann ist aber Hoffnung vorhanden, auch die sogenannten falschen Gleichgewichte bei Berücksichtigung aller mitwirkenden Einflüsse

1) J. H. van't Hoff, Vorlesungen über chemische Dynamik p. 206. 1898, ferner p. 208—209; ferner p. 176 n. 177, wo auf die thermodynamische Erklärung des fraglichen Verhaltens hingewiesen wird. Neuester Zeit ist Bodenstein gegen die Lehre von den sogenannten falschen Gleichgewichten aufgetreten, vgl. Zeitschr. f. phys. Chem. 29. p. 321. 1899.

aus der klassischen Thermodynamik zu erklären. *Man wird daher auch keines eigenen Beweises für die Ungleichung bedürfen*, falls solche Hemmungen vorhanden sind, die zu sogenannten falschen Gleichgewichten führen, sondern im Gegentheil erwarten müssen, *dass ein Ausdruck, der die besagten Erscheinungen darstellen soll, der Ungleichung entspricht.*

Der Hinweis auf anscheinende Ausnahmen von dem bekannten Clausius'schen Grundsatz hat des öfteren zur Aufklärung der fraglichen Verhältnisse nicht wenig beigetragen. Man denke nur an die erfolgreich widerlegten Einwände von Hirn, Tolver-Preston, Bauschinger, Rankine, Tait, Bartoli u. a. So können wir denn auch Hrn. E. Wiedemann¹⁾ nur dankbar sein dafür, dass er auf gewisse weitere Schwierigkeiten hingewiesen hat, welche bei Strahlungsvorgängen, die als Lumineszenzerscheinungen bezeichnet werden, auftreten. Da soll Wärme von einem Körper niedriger Temperatur zu einem solchen höherer übergehen können, ohne gleichzeitige Arbeitsleistung, wobei der phosphorescirende Körper nur ein Zwischenglied sein soll zwischen der lumineszenzregenden, primären Energiequelle (etwa der Sonne) und dem schliesslich erwärmten Körper (Platinhülle), dessen Temperatur höher sein dürfte, als die der leuchtenden Substanz. Der Clausius'sche Grundsatz soll dann gelten für den Uebergang der Wärme von der primären Quelle zum betreffenden erwärmten Körper. Verfasser glaubte dieser Auffassung entgegenzutreten zu sollen²⁾, da, wie ihm schien, *ein Vorgang seine thermodynamische Möglichkeit in sich selbst aufweisen müsse.* Ausserdem wird aber auch noch auf das Verhalten gewisser Flammen hingewiesen, die doch wohl kaum nur als Zwischenglied anzusehen sind. Trotz der freundlichen Erwiderung, welche Hr. E. Wiedemann³⁾ seiner damaligen Notiz hat zukommen lassen, glaubt Verfasser auf seinem früheren Standpunkte beharren zu sollen. *Die Wärmeaufnahme seitens eines Körpers (hier also der Platinhülle) ist eine positive Verwandlung und nur dann tritt ein Widerspruch mit dem Grundsatz hervor, wenn eine grössere Negative*

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. 38. p. 485. 1889.

2) K. Wesendonck, Wied. Ann. 62. p. 706—708. 1897.

3) E. Wiedemann, Wied. Ann. 66. p. 1180. 1898.

damit verbunden ist. Kohlrausch gegenüber hat Clausius¹⁾ ausgeführt, wie man Wärme von beliebig hoher Temperatur erhalten kann durch Verbrauch von Arbeit, ohne dass dabei, wenn man den Process im Ganzen betrachtet, eine negative Verwandlung vorzuliegen braucht. *Nun ist aber gar nicht gesagt, dass bei dem Abklingen der Phosphorescenz eine negative Verwandlung eintritt, welche die positive an dem erwärmten Körper übertrifft.* Solange dies nicht nachgewiesen, ist auch kein Conflict mit dem Clausius'schen Grundsatz bez. dem zweiten Haupttheorem vorhanden. Strahlungsenergie ist eben nicht Wärme und nur in übertragener Bedeutung ist hier von Temperatur zu sprechen. Verfasser hat hierauf bereits²⁾ hingewiesen und aus neueren Untersuchungen von Hrn. Voigt geht dies ebenfalls hervor.³⁾ „Offenbar sind,“ so heisst es da, „die hier stattfindenden Schwingungen geordnete in dem Sinne, dass dabei der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie, auf dem Kirchhoff's Beweis seines Satzes beruht, die Gültigkeit verliert.“ Das ist nach Verfassers Ansicht so zu verstehen, dass man es eben nicht mit Wärme, sondern mit Strahlungs- bez. Luminescenzenergie zu thun hat. Nur wenn Strahlung ganz in derselben Art wirkt, wie directe Wärmeleitung, ist ein von selbst verlaufender, aufsteigender calorischer Strom ausgeschlossen. Durch Inductionswirkungen (Wirbelströme), durch chemische, mechanische Processe, oder elektrische Entladungsvorgänge kann man ja bekanntlich leicht höhere Wärmegrade erzielen, als in der Umgebung vorhanden sind, natürlich durch geeigneten Energieaufwand. Aehnlich kann der Verbrauch derjenigen Energie, durch welche die Körper luminesciren, andere Substanzen zu höheren Temperaturen bringen. Man denke nur an ein mechanisches System, das z. B. gespannte Uhrfedern enthielte, deren abnehmende potentielle Energie durch einen geeigneten Mechanismus im umgebenden Medium Schwingungen erregt. Werden diese an einer umgebenden Hülle vernichtet, was der Absorption entspräche, so kann sich diese Hülle wohl über die Temperatur des die Schwingungen aussendenden

1) R. Clausius, Mech. Wärmetheorie. 2. p. 309—312. 1879.

2) K. Wesendonck, l. c.

3) W. Voigt, Wied. Ann. 67. p. 373. 1899.

Körpers erwärmen. Freilich passt dieser Vergleich nicht vollständig, solange die Schwingungen im Verhältniss zu denen des Lichtes nur sehr langsame sind, und die Federn nicht moleculare Dimensionen haben. Weiter oben wurde der Verwandlungswerth von Massenbewegungen besprochen, der sich als verschwindend klein herausstellte. Im Falle luminescirender Substanzen kann man zwar nicht mehr sagen, man habe es mit schwingenden Massen zu thun, welche gegen die eines Atomes als unendlich gross anzusehen sind, aber es lässt sich auch keineswegs von vornherein behaupten, es träten negative Verwandlungen von solcher Grösse auf, um den ganzen bewussten Vorgang zu einem negativen zu machen. Gewisse Unklarheiten, welche in dem Begriffe des Wärmehaltes¹⁾ und der inneren Arbeit ja immer noch liegen, erschweren allerdings die Aufklärung solcher Vorgänge, aber in Fällen, wie neuerdings wieder bei Strahlen, die von Körpern, wie dem Uran oder Radium, ausgehen, wird man nicht sofort eine Verletzung des Carnot'schen Satzes annehmen dürfen, wenn auch anscheinend eine solche stattfindet, sondern wird vorerst nach dem wahren Wesen der vorliegenden Verwandlungen zu forschen haben.

1) Vgl. E. Riecke, Experimentalphysik 2. p. 466—467. 1896.

(Eingegangen 8. August 1899.)

**9. Ueber die Ablenkbarkeit
der Becquerelstrahlen im magnetischen Felde;
von F. Giesel.**

Vor kurzem ist von Elster und Geitel gezeigt, dass die durch Becquerelstrahlen ertheilte Leitfähigkeit stark verdünnter Luft durch magnetische Kräfte vermindert wird. Da die Wirkung vielleicht einer unmittelbaren Ablenkung der Strahlen durch das Magnetfeld zuzuschreiben war, so wurde untersucht, ob die auf einem Phosphoreszenzschirm durch die aus dem Vacuum heraustretenden Strahlen erregte Lichterscheinung eine Lageänderung erfährt, sobald das Magnetfeld hergestellt wurde. Es ergab sich, dass „die Becquerelstrahlen keine Ablenkung durch magnetische Kräfte erfahren, die mit der der Kathodenstrahlen vergleichbar wäre.“¹⁾

Im luftgefüllten Raume habe ich nun eine deutliche Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Becquerelstrahlen erhalten. Als Quelle der Strahlen dienten 0,1 g eines frisch bereiteten und daher äusserst wirksamen Poloniumpräparates.²⁾ Die Versuchsanordnung war höchst einfach. Auf die Pole eines vertical stehenden Hufeisenelektromagneten *S*, *N* wurde der Leuchtschirm gelegt, etwa 1 cm darunter zwischen die Pole das Poloniumpräparat *P*. Bei Erregung des Magneten in dem bezeichneten Sinne wich der Lichtschein in der Pfeilrichtung aus, indem er auf dem Schirme eine kometenschweifartige Figur zeichnete. Bei Polwechsel des Magneten sprang er auf die andere Seite über. Bringt man das Präparat in gleiche Lage über den Schirm, so erfolgt die Verschiebung des Lichtscheines in entgegengesetztem Sinne.



1) J. Elster u. H. Geitel, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 1. 5. Mai 1899; Wied. Ann. 69. p. 88. 1899.

2) F. Giesel, Wied. Ann. 69. p. 91. 1899. Es hat sich bestätigt, dass die Poloniumpräparate und zwar nicht nur das Sulfid, sondern auch das elektrolytisch abgeschiedene Metall und Präparate in Form von BiOCl und $\text{BiO} \cdot \text{OH}$ allmählich aber beständig in der Wirksamkeit zurückgehen.

Die Strahlen von Radiumpräparaten verhalten sich genau so, wenn auch die Deutlichkeit der Erscheinung eine etwas geringere ist. Ebenso zeigte das Radiumpräparat, dessen sich Elster und Geitel für oben genannten Zweck bedienten, den Einfluss des Magneten unzweifelhaft.

Die geschilderten Erscheinungen lassen sich auch mit Hülfe der photographischen Platte fixiren. Es wurde hierbei der Deutlichkeit der Bilder halber vorgezogen, die Substanz P

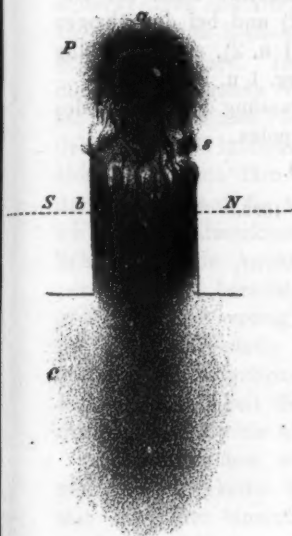


Fig. 1.

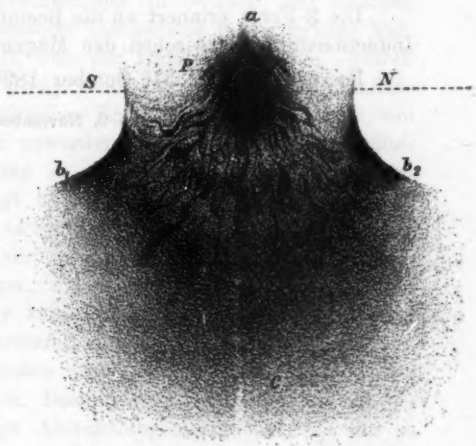


Fig. 2.

(Polonium) nicht in 1 cm Entfernung, sondern der in schwarzes Papier gehüllten und mit der Schichtseite den Polen zugewendeten Platte unmittelbar anliegend anzubringen. Die Expositionszeit betrug 3—10 Minuten. Von den verschiedenartigen, durch Veränderung der Form und Lage der Pole, wie Anordnung der Substanz zu den Polen erhaltenen Radioogrammen habe ich zwei Aufnahmen nach dem Negativ in Zeichnung wiedergegeben. Bei Fig. 1 befindet sich *P* ausserhalb der Flachpole *S* und *N*, bei Fig. 2 innerhalb der Rund-

pole des Magneten, die sich durch die Strahlen von selbst markiren.

Neben der einseitigen Ablenkung treten auf den Platten die durch den Magneten hervorgerufenen Anhäufungsstellen der Strahlen (*b*, Figg. 1 u. 2) deutlich hervor, ausserdem aber zeigt sich noch eine neue mit dem Phosphoreszenzschirm nicht zu verfolgende Eigenthümlichkeit. Die Ausbreitung der Strahlen erscheint in der Nähe der Substanz in der Ablenkungsrichtung nicht gleichmässig abgetönt, wie um dieselbe nach der entgegengesetzten Richtung (*a*, Figg. 1 u. 2) und bei den übrigen Theilen im Magnetfelde (*b* und *c*, Figg. 1 u. 2), sondern wellig in **S**-förmig gewundenen Linien (*s*, Figg. 1 u. 2).

Die **S**-Form erinnert an die Beeinflussung der Aureole des Inductionsfunkens zwischen den Magneten.

Braunschweig, 31. October 1899.

(Eingegangen 2. November 1899.)

10. Nachtrag; von R. von Hirsch.

In meiner Abhandlung¹⁾ habe ich geglaubt, aus dem Verhalten der Substanzen bei der kritischen Temperatur, den Schluss ziehen zu müssen, die kritischen Dichten von Flüssigkeit und Dampf seien nicht gleich, da die mir bekannten anderweitigen Erklärungen für das Verschwinden des Meniscus an bestimmten Stellen im Rohr den Erscheinungen nicht zu genügen schienen. Dem dort gegebenen Gedankengang liegt die stillschweigende Voraussetzung zu Grunde, der Zustand sei bei vollkommen constanter Temperatur in der ganzen Ausdehnung der Flüssigkeit, bez. des Dampfes derselbe. Durch eine Arbeit von Hrn. Gouy²⁾, in der derselbe den Einfluss der Schwere auf die kritischen Erscheinungen hervorhebt, bin ich darauf aufmerksam geworden, dass diese selbstverständlich scheinende Annahme in der Nähe der kritischen Temperatur nicht berechtigt ist: Da nämlich hier dv/dp sehr gross wird, so vermag selbst der geringe hydrostatische Druck im Rohr eine stetig mit der Höhe fortschreitende Dichteänderung hervorzubringen, sodass nur an der Trennungsfläche Dampf—Flüssigkeit der kritische Zustand herrscht, während oberhalb die Dichte abnimmt, unterhalb wächst.

Bei Versuchen werden stets die mittleren Dichten der ganzen Flüssigkeits- bez. Dampfmenge bestimmt, es müssen sich also hier einseitige Abweichungen ergeben, die um so stärker ausfallen werden, je grösser der vorhandene hydrostatische Druck, d. h. je länger die Röhre ist. Für diese gemessenen mittleren Werthe gilt also die an früherer Stelle gegebene Entwicklung, die auf die Ungleichheit der kritischen Flüssigkeits- und Dampfdichte führt, nicht für die wahren dem Sättigungszustand entsprechenden Grössen, die allein Bedeutung für die Theorie haben.

1) R. von Hirsch, Wied. Ann. **69**. p. 456. 1899.

2) Gouy, Compt. rend. **115**. p. 720. 1892.

(Eingegangen 20. October 1899.)

11. *Eine Methode zur Demonstration und Photographie von Stromcurven*¹⁾; von J. Zenneck.

1.

Den *Ausgangspunkt* bildet die von F. Braun²⁾ beschriebene Methode, um die Curven variabler Ströme sichtbar zu machen. Sie besteht bekanntlich darin, dass durch ein in einer Kathodenstrahlenröhre befindliches Diaphragma ein dünnes, kreisförmiges Kathodenstrahlenbündel ausgeschnitten wird, das auf einem ebenfalls in der Röhre angebrachten und mit einer luminescirenden Substanz bestrichenen Schirm einen hellen Lumineszenzfleck erzeugt. Der in Frage stehende variable Strom wird durch eine Spule geschickt, deren Axe senkrecht zur Röhrenaxe steht. Das Kathodenstrahlenbündel und damit der Lumineszenzfleck bekommt durch das magnetische Feld der Spule eine Ablenkung, die der Intensität des Stromes jedenfalls annähernd proportional ist und bei horizontaler Stellung der Röhren- und Spulenaxe verticale Richtung hat. Betrachtet man die Bewegung des Fleckes durch einen gleichmässig rotirenden Spiegel mit verticaler Drehungsaxe, d. h. ertheilt man dem Spiegelbild des Fleckes eine der Zeit proportionale horizontale Bewegungs-
komponente, so erscheint im Spiegel die Stromcurve.

Will man in ähnlicher Weise die Curve der Spannungsdifferenz zwischen zwei Polen etwa einer Wechselstromdynamomaschine oder eines Inductoriums bekommen, so braucht man nur die horizontale Spule durch zwei horizontale Condensatorplatten zu ersetzen; durch das elektrische Feld zwischen den Platten wird der Lumineszenzfleck ebenso in der Richtung des elektrischen Feldes abgelenkt wie durch das magnetische Feld der Spule senkrecht zur Richtung dieses Feldes.³⁾

1) Vgl. meine Notiz *Elektrotechn. Zeitschr.* **20.** p. 228 1899.

2) F. Braun, *Wied. Ann.* **60.** p. 552 f. 1897; vgl. auch *Elektrotechn. Zeitschr.* **19.** p. 204. 1898.

3) Vgl. H. Ebert, *Wied. Ann.* **64.** p. 240 ff. 1898.

Es war meine Absicht die Methode so umzuändern, dass man die Stromcurve direct photographisch aufnehmen kann. Will man, womit man sich seither begnügte, nach dem Bild im rotirenden Spiegel zeichnen, so hängt die erreichte Genauigkeit von der Geschicklichkeit des Zeichnenden ab und das ist gerade hier sehr bedenklich, da ein genaues Zeichnen nach dem unruhigen Bild des rotirenden Spiegels durchaus nicht leicht ist. Um diesem Mangel abzuhelpen, suchte ich die Anordnung so zu treffen, dass die Stromcurve auf dem Lumineszenzschirm selbst zur Darstellung kommt.

A. Princip der Methode.

2.

Zu diesem Zwecke muss die horizontale und der Zeit proportionale Bewegungscomponente, welche in der Braun'schen Anordnung das Spiegelbild des Lumineszenzfleckes erhält, dem Flecke selbst ertheilt werden.

Man erreicht dies, indem man ausser der horizontalen Spule, durch welche der variable Strom hindurchgeht, eine zweite verticale Spule anbringt und diese mit einem Strom beschickt, dessen Intensität der Zeit proportional ist.

Die erste Aufgabe ist also einen Strom zu beschaffen, dessen Intensität der Zeit proportional ist.¹⁾

3.

Das genügt indess für die meisten Zwecke noch nicht. Würde man nämlich einen solchen Strom nur ein einziges Mal durch die verticale Spule hindurchschicken, so würde der Lumineszenzfleck die Stromcurve auch nur ein einziges Mal beschreiben. Würde man ihn mehrmals hindurchschicken, so würde zwar der Fleck die Curve mehrmals durchlaufen, aber entsprechende Theile der Curve würden im allgemeinen nicht jedesmal auf dieselben Stellen des Schirmes fallen. Eine photographische Aufnahme, bei der eine längere Exposition nothwendig ist, wäre nicht möglich und für die Demonstration wäre gegenüber der Braun'schen Anordnung nicht viel gewonnen.

1) Er soll im Folgenden einfach als *linearer Strom* bezeichnet werden.

Die zweite Aufgabe ist also die, den linearen Strom mehrmals durch die verticale Spule zu schicken und zwar so, dass entsprechende Punkte der Stromcurve immer wieder auf dieselben Punkte des luminescirenden Schirmes fallen.

4.

Die erste Aufgabe, einen Strom zu bekommen, dessen Intensität der Zeit proportional ist, lässt sich im Princip in folgender Weise lösen.

Das eine Ende der Spule S (Fig. 1), welche mit dem linearen Strom beschickt werden soll, wird verbunden mit

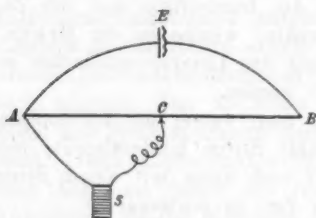


Fig. 1.

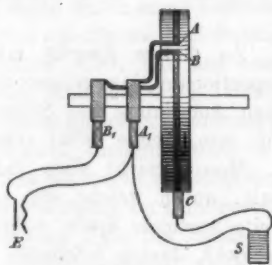


Fig. 2.

dem einen Endpunkte A eines gleichmässig dicken, homogenen Drahtes AB , welcher in den Stromkreis des Elementes E eingeschaltet ist. Das andere Ende der Spule steht in Verbindung mit einem Schleifcontact C , der auf dem Drahte AB verschiebbar ist. Wird dieser Schleifcontact mit constanter Geschwindigkeit auf dem Drahte von A nach B verschoben, so ist die Intensität des durch die Spule S gehenden Stromes sehr annähernd der Zeit proportional, wenn der Widerstand des Zweiges ASC gross ist gegen denjenigen des Drahtes ACB und wenn der Selbstinductionscoefficient der Spule S dividirt durch den Widerstand des Zweiges ASC verschwindet gegen die Zeiteinheit.

5.

Der zweiten Aufgabe wird man wenigstens in dem Falle, wenn der variable Strom, dessen Curve aufgenommen werden soll, der Strom eines Wechselstromgenerators ist, gerecht in der folgenden Weise (vgl. Figg. 1, 2 u. 5). Der Draht AB

(Fig. 1) wird auf der Peripherie einer drehbaren Scheibe so angebracht, dass die Enden A und B einander sehr nahe liegen, ohne einander zu berühren (Fig. 2). Der Strom der Elemente E (Fig. 2) wird den Drahtenden A und B durch Vermittelung von Schleifringen und Bürsten (A_1 und B_1) zugeführt.¹⁾ Der feststehende Schleifcontact C , der bei Drehung der Scheibe auf dem Drahte AB schleift, ist mit dem einen Pole der Ablenkungsspule S verbunden; der andere Pol der Spule steht in Verbindung mit der Bürste A_1 und dadurch mit A .

Wird die Axe der Scheibe nun fest mit dem Dynamoanker verbunden, so entspricht derselben Stellung des Ankers auch stets dieselbe Stellung der Scheibe gegenüber dem Schleifcontact C . Die Wechselstromcurve auf dem Schirm der Braun'schen Röhre muss sich also bei jeder Umdrehung der Maschine in genau derselben Weise wiederholen.

Ist der variable Strom, dessen Curve aufgenommen werden soll, nicht der Wechselstrom einer Dynamomaschine, so muss die Anordnung entsprechend abgeändert werden (vgl. unten § 12 b).

B. Die praktische Ausführung.

6.

Construction der Kathodenstrahlenröhre.

Die erste Aenderung, die ich an der Braun'schen Röhre anbrachte, war ein zweites Glasdiaphragma D_2 ²⁾ (Fig. 3). Man gewinnt dadurch den Vortheil, dass man nach Belieben durch Ablenkung mit einem Magneten das ganze Kathodenstrahlenbündel, welches vom ersten Diaphragma D_1 ausgeschnitten wird, durch das zweite Diaphragma hindurchsenden kann oder nur einen Theil desselben. Man kann auf diese Weise den Lumineszenzfleck grösser oder kleiner und damit auch die Wechselstromcurve kräftiger (für Demonstrationszwecke) oder feiner (für photographische Aufnahmen) gestalten.

Eine beträchtliche Unbequemlichkeit dieser Röhren bestand aber darin, dass die photographischen Aufnahmen sehr

1) Die stromführenden Theile sind in Fig. 2 schraffirt.

2) Die von mir verwandten Röhren sind sämmtlich von Dr. H. Geissler's Nachf. (F. Müller) in Bonn angefertigt worden.

lange Zeit in Anspruch nehmen. Curven von der Grösse der Fig. 8 erforderten eine Expositionsdauer von ungefähr 10 Min. Es gelang durch Aenderung in der Construction der Röhre die Expositionsdauer auf wenige Secunden¹⁾, bei raschster Rotation der zum Betrieb der Röhre verwandten Töplermaschine und bei nicht zu grosser Ausdehnung der Curven auf Bruchtheile einer Secunde herunterzudrücken.

Diese Aenderung bestand einmal darin, dass der Raum hinter der Kathode in der in Fig. 4 abgebildeten Weise abgeschlossen wurde. Es wurde dadurch erreicht, dass man mit den höchsten Tourenzahlen der Töplermaschine arbeiten konnte, ohne dass die Entladung in der Röhre flackerte und die Curven

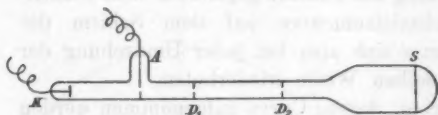


Fig. 3.



Fig. 4.

unscharf wurden. Bei der in Fig. 3 dargestellten Röhre hatte man die Tourenzahl sehr niedrig halten müssen, da sonst die Kathodenstrahlen und damit die Curven — und zwar, wie es scheint, infolge von Entladungen hinter der Kathode zwischen Kathode und Glaswand — unregelmässig wurden.²⁾

Dann wurde der Schirm in der Braun'schen Röhre, für den ursprünglich Glimmer benutzt worden war, aus Glas hergestellt, da Glimmer die ultraviolett Strahlen in bedeutend höherem Maasse absorbirt als Glas.

Endlich versuchte ich die bisherige verwandte luminescirende Substanz (CaS) durch eine andere zu ersetzen, deren Lumineszenzlicht eine bessere photographische Wirkung ergeben sollte. Calciumwolframat, das nach W. Arnold³⁾ starke

1) Bei den unten beigegebenen Wechselstromcurven, bei deren Aufnahme die Töplermaschine nicht annähernd die maximale Tourenzahl hatte, betrug die Expositionsdauer 6–20 sec; bei maximaler Tourenzahl genügt für denselben Zweck eine Exposition von 1–2 sec.

2) Von den Röhren, deren Kathode die in Fig. 3 abgebildete Form hat, hielt allerdings eine auch die stärksten Entladungen aus, ohne zu flackern.

3) W. Arnold, Wied. Ann. 61. p. 313 ff. 1897.

Kathodoluminescenz zeigt, musste wegen der bekannten Verwendung dieser Substanz in der Röntgenphotographie für den vorliegenden Zweck als besonders geeignet erscheinen. Ein Vergleich zwischen CaS und CaWO_4 führte zu folgendem Ergebniss. Bei sehr starker Entladung, unter deren Einfluss das CaS -Licht nahezu weiss, nur wenig grünlich ist, ist die photographische Wirkung des CaS -Lichtes derjenigen von CaWO_4 sicher ebenbürtig. Bei schwacher Luminescenz dagegen, sei es infolge schwacher Entladung, sei es infolge davon, dass der Luminescenzfleck sich mit grosser Geschwindigkeit auf dem Schirme bewegt, ist das CaS -Licht stark grünlich und dann viel weniger photographisch wirksam als das Luminescenzlicht von CaWO_4 . Ich habe deshalb die letzte Röhre, mit deren Hülfe ich alle unten beigegebenen Photographien gewonnen habe, mit einem CaWO_4 -Schirm versehen lassen.

7.

Der Betrieb der Kathodenstrahlenröhre.

Zum Betrieb der Röhre habe ich fast ausschliesslich eine 20plattige Töplermaschine verwandt, die durch einen kleinen Wassermotor getrieben wurde. Eine Töplermaschine ist für den vorliegenden Zweck auch wohl am besten geeignet. Wo eine solche nicht zur Verfügung steht, kann an Stelle davon sehr gut jede Holtz'sche Influenzmaschine benutzt werden. Zu gebrauchen sind auch die kleinen selbsterregenden Influenzmaschinen; eine mit einer einzigen drehbaren Glasscheibe von 25 cm Durchmesser, ebenso grössere Whimshurstmaschinen eigneten sich noch zum Betrieb der Röhre jedenfalls für Demonstrationszwecke.

Der Betrieb durch ein Inductorium mit gut functionirendem Deprez- oder besser Wehneltunterbrecher hat den Vortheil, dass sich damit ein sehr kräftiges Luminescenzlicht erzeugen lässt. Er besitzt aber den beträchtlichen Nachtheil, dass die Entladung stark intermittirend ist und das Curvenbild nicht so scharf und ruhig wird, wie bei der Influenzmaschine.

Auch den Wechselstrom der Centrale (118 Volt 100 Wechsel in der Secunde), der in einem Inductionsapparat auf hohe Spannung transformirt worden war, habe ich versuchsweise benutzt. Er liefert eine sehr kräftige und auch verhältniss-

mässig ruhige Luminescenz, die Röhre erhitze sich dabei aber trotz Vorschaltung sehr grosser ZnSO_4 -Widerstände in bedenklicher Weise.

8.

Die Ablenkungsspulen.

In 2. und 3. war stets nur von einer einzigen horizontalen und einer einzigen verticalen Ablenkungsspule die Rede. Thatsächlich ist es nicht zulässig, je nur eine einzige Spule zu verwenden. Da nämlich das magnetische Feld einer einzigen Spule nicht im geringsten homogen ist, so passiren die einzelnen Theile des Kathodenstrahlenbündels Stellen, wo die Feldstärke nach Grösse und Richtung verschieden ist. Die Folge davon ist, dass der Luminescenzfleck auf dem Schirm der Röhre nicht mehr kreisförmig bleibt und deshalb die einzelnen Theile der Wechselstromcurve sehr ungleichmässig dick werden. Fast vollständig lässt sich dieser Fehler vermeiden, wenn man je ein Paar von gleichen Spulen einander zu beiden Seiten der Röhre gegenüberstellt.

Die von mir gebrauchten Spulen, von denen ich von jeder Art ein Paar, von Nr. 2 zwei Paare besass, hatten ungefähr

Nr. 1	265	Windungen,	0,24	Ohm	Widerstand
Nr. 2	1740	"	6,14	"	"
Nr. 3	16400	"	1045	"	"

Die Dimensionen waren im übrigen bei allen gleich, nämlich: Länge 10 cm, Durchmesser der äussersten Wickelung 5 cm, der innersten 1,5 cm.

Die Spulen, welche mit dem linearen Strom beschickt wurden, waren ein Paar Nr. 2.

Mit Eisenkernen dürfen die Spulen wegen der Hysteresis- und Remanenzerscheinungen unter keinen Umständen versehen werden. Selbst Kerne aus feinstem, gut ausgeglühten und isolirten Eisendraht (Blumendraht) erwiesen sich als durchaus unbrauchbar.

Ausser den genannten Spulenpaaren verwendete ich ein drittes mit einem Eisenkerne, durch welches der constante Strom irgend eines Elementes mit vorgeschaltetem Widerstand geschickt wurde. Es hatte den Zweck, die Curve auf jeden

beliebigen Theil des Schirmes zu legen und damit eine bessere Ausnutzung des ganzen Schirmes zu ermöglichen.

9.

Der Apparat zur Erzeugung eines linearen Stromes.

Die Construction des Apparates, wie er nach mannichfachen Vorversuchen vom Mechaniker Bosch in Strassburg i. E.¹⁾ angefertigt wurde, ist aus der Abbildung (Fig. 5) wohl ohne weiteres zu entnehmen und mit Hülfe der Fig. 2 auch leicht verständlich.

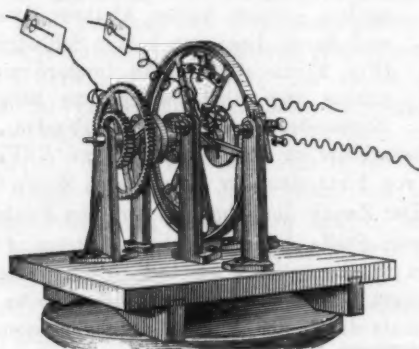


Fig. 5.

Der Draht *AB* (Figg. 1 u. 2) ist ersetzt durch einen Streifen dünnen Blechs von 0,1 mm Dicke, 4 mm Breite und ungefähr 120 cm Länge.²⁾ Der Blechstreifen liegt auf einer aus einer isolirenden Substanz gefertigten Scheibe in einer ungefähr 1 mm tiefen Nuthe. Die Scheibe selbst ist an ein Messingrad angeschraubt. Die Befestigung des Blechstreifens

1) Der Apparat kann, mit einigen Aenderungen versehen, die sich im Laufe der Versuche als zweckmässig herausgestellt hatten, von demselben bezogen werden.

2) Das Blech („Widerstandsblech“) wurde mir von den westfälischen Nickelwalzwerken Fleitmann, Witte & Co. in Schwerte (Westfalen) zur Verfügung gestellt und hat sich trotz der starken mechanischen und elektrischen Beanspruchung sehr gut bewährt. Der Widerstand (ca. 1,8 Ohm für 1 m Länge) ist sehr gleichmässig.

in den Punkten *A* und *B* (Fig. 2) ist derart, dass der Streifen leicht durch einen neuen ersetzt werden kann.

Der Schleifcontact *C* (Fig. 2), von dessen tadellosem Funktioniren die Sauberkeit der Curven in hohem Maasse abhängt, bekam die in Figg. 6a u. 6b abgebildete Form. Der Theil *MN* ist eine kleine Dynamobürste, *PQ* ist ebenfalls ein Stück einer solchen und an *MN* angelöthet.

Der Strom (2—4 Accumulatoren) wird durch die in Fig. 5 links oben befindlichen und mit Papierstreifen versehenen



Fig. 6a. 6b.

Drähte — die in Fig. 5 nach rechts unten verlaufenden Drähte gehen zu den Ablenkungsspulen — den beiden kleinen Dynamobürsten und durch diese den beiden Schleifringen *A*, *B* (Fig. 2) zugeführt. An letztere sind Kupferdrähte angelöthet, welche die Ringe mit den Enden des Blechstreifens verbinden.

In Nebenschluss zu den Punkten *C* und *B* (Fig. 2) wurde eine Reihe von hintereinander geschalteten Zellen $C-H_2O-C$ gebracht. Der Zweck derselben ist der, den Funken, welcher sich an dieser Stelle bildet, wenn der Strom *ASC* (Fig. 2) unterbrochen wird, möglichst zu verkleinern. Ehe diese Vorichtsmaassregel getroffen war, wurde der Streifen an dieser Stelle mehrmals durch den Funken durchgefressen.

Um die Verbindung des Apparates mit dem Anker der Wechselstrommaschine möglichst fest zu machen, was bei der langen Expositionszeit, die ich anfänglich nöthig hatte, unumgänglich war, wurde dieselbe durch Zahnräder bewerkstelligt. Zwei derselben, das grössere mit doppelter Zahnzahl wie das kleinere, sind in Fig. 5 sichtbar. Das dritte von derselben Grösse wie das kleinere in Fig. 5 sitzt auf einem in die Axe der Dynamomaschine eingedrehten Zapfen. Bei Benutzung des grösseren Zahnrades erhält man auf dem Schirm der Braun'schen Röhre zwei Perioden des Wechselstromes, nicht nur eine wie in den unten stehenden Figuren.

Jetzt, nachdem für die photographischen Aufnahmen der Curven nur noch wenige Secunden nöthig sind, würde wohl eine Verbindung des Apparates mit der Dynamomaschine vermittelst Schnur- oder Riemscheibe genügen.

C. Genauigkeit und Verwendbarkeit der Methode.

10.

Die Genauigkeit der Methode.

Die Genauigkeit der Methode hängt ab:

a) davon, ob die Ablenkung des Fleckes der Stärke des magnetischen Feldes zwischen den Spulen bez. des elektrischen Feldes zwischen den Condensatorplatten¹⁾ genau proportional ist,

b) davon, ob der unter 9. beschriebene Apparat einen genau der Zeit proportionalen Strom liefert.

Dass die Ablenkung des Lumineszenzfleckes durch das elektrische Feld zwischen den Condensatorplatten der Stärke dieses Feldes jedenfalls sehr annähernd proportional ist, wurde schon von Ebert l. c. angegeben. Zu zeigen ist also nur noch, dass bei Verwendung von Ablenkungsspulen die Ablenkung des Fleckes der Intensität des Stromes in den Spulen proportional ist. Der Beweis lässt sich in der Weise führen, dass man durch die Spulen einen Strom von beliebiger Intensität hindurchschickt, dann einen solchen von doppelter Intensität, dann einen solchen von 3 facher etc. Bei jeder der verschiedenen Intensitäten bekommt der Fleck eine andere Stellung auf dem Schirm und alle verschiedenen Stellungen werden auf dieselbe Platte photographirt.

Ist die Ablenkung genau der Stromstärke proportional, so muss man eine Reihe von Flecken erhalten, welche untereinander genau denselben Abstand haben.

Die Fig. 7, die in der angegebenen Weise aufgenommen wurde, zeigt, dass die Abstände thatsächlich fast genau gleich sind, die Ablenkung des Lumineszenzfleckes also innerhalb der Grenzen, die hier überhaupt in Betracht kommen, der Stromstärke proportional ist.



Fig. 7.

Die Frage, ob der unter 9. beschriebene Apparat einen genau der Zeit proportionalen Strom liefert, ist für die Zeiten, in denen der Punkt A (Fig. 2) sich in unmittelbarer Nachbarschaft des Schleifcontactes C befindet, zweifellos zu verneinen,

1) Vgl. p. 838.

schon wegen der Art, in welcher der Blechstreifen befestigt ist und in welcher ihm der Strom zugeführt wird. Dass aber im übrigen der von dem Apparate gelieferte Strom der Länge AC (Figg. 1 u. 2) und damit bei gleichmässiger Rotation der Zeit proportional ist, lässt sich bis zu einem gewissen Grade zeigen, indem man den Schleifcontact auf die verschiedenen Stellen des Blechstreifens einstellt und den Strom im Zweige ASC (Figg. 1 u. 2) misst. Eine solche Messung ergab bei einer Entfernung des Schleifcontactes C von A um

$\frac{1}{12}$	der ganzen Länge AB als Intensität	0,03 Amp.							
$\frac{2}{12}$	"	"	"	"	"	0,067	"	Differenz	0,037
$\frac{3}{12}$	"	"	"	"	"	0,102	"	"	0,035
$\frac{7}{12}$	"	"	"	"	"	0,141	"	"	0,039
$\frac{9}{12}$	"	"	"	"	"	0,180	"	"	0,039
$\frac{11}{12}$	"	"	"	"	"	0,219	"	"	0,039

Die Proportionalität ist also für den vorliegenden Zweck durchaus genügend. Allerdings werden diese Verhältnisse, wenn der Apparat in Bewegung ist, durch die Selbstinduction der Ablenkungsspulen etwas modificirt. Man überzeugt sich indess durch Rechnung leicht, dass bei den Dimensionen meiner Spulen eine wesentliche Aenderung nicht eintreten kann.

Die Genauigkeit der Methode ist also, soweit sie von den erwähnten Factoren abhängt, vollkommen ausreichend. In anderer Beziehung ist aber die Genauigkeit und Verlässlichkeit bei der Braun'schen und damit auch bei dieser Methode beträchtlich grösser als bei irgend einer anderen. Der Umstand nämlich, dass der Kathodenstrahl für alle hier überhaupt in Betracht kommenden Zwecke als trägheitslos angesehen werden muss, garantirt — worauf schon F. Braun¹⁾ aufmerksam gemacht hat —, dass der Lumineszenzpunkt der raschesten Variation des Stromes folgt und z. B. auch die höchsten Oberschwingungen eines Wechselstromes unbedingt richtig registriert, was von einer Anzahl der sonst gebräuchlichen Wechselstromindicators nicht behauptet werden kann. Die grössere Sauberkeit der Curven, die man mit Hilfe dieser letzteren erhält, ist in den meisten Fällen keineswegs der Ausdruck grösserer Genauigkeit.

1) F. Braun, Wied. Ann. 60. p. 552. 1897.

11.

Grenzen für die Verwendbarkeit der Methode.

Soll nach der angegebenen Methode die Curve eines Stromes aufgenommen werden, so lässt sich für die *Intensität* desselben weder nach oben noch nach unten eine Grenze angeben, bei welcher die Methode versagen würde: man muss nur die Ablenkungsspulen passend wählen. Bei Verwendung der Spulen Nr. 3 und der Röhre von Fig. 3 genügte z. B. schon ein Strom von 0,03 Amp., um den Lumineszenzfleck über den halben Schirm weg abzulenken.

Dasselbe gilt, wenn die Curve einer variablen *Potentialdifferenz* zwischen zwei Polen in der Weise gewonnen werden soll, dass man zwischen die beiden Pole ausser den Ablenkungsspulen hohe inductionsfreie Widerstände einschaltet. Ich habe schon mit den mir zur Verfügung stehenden Spulen Wechselstromcurven aufgenommen, bei denen die effective Spannung zwischen 0,5 und 5000 Volt¹⁾ variirte. Sollen dagegen Potentialdifferenzen zwischen zwei offenen Polen unmittelbar mit Hülfe von Condensatorplatten nach der beschriebenen Methode registrirt werden, so giebt es nach unten eine Grenze. Bei der Röhre Fig. 3 und bei Benutzung von Condensatorplatten, deren Länge in der Richtung der Röhrenaxe etwa 12 cm betrug, brauchte ich wenigstens 200—300 Volt effective Spannung, um eine für Curvenaufnahmen genügende Ablenkung zu bekommen. Jedoch liegt nichts im Wege, diese Grenze wesentlich herunterzudrücken dadurch, dass man den Theil der Röhre zwischen Schirm und dem zweiten Diaphragma verlängert.

Eine gewisse Grenze für die Verwendbarkeit der Methode in derjenigen Form, in welcher sie oben beschrieben wurde, liegt in der *Geschwindigkeit*, welche dem Lumineszenzfleck durch den linearen Strom bei Benutzung des unter 9. beschriebenen Apparates ertheilt werden kann. Macht der Apparat 600 Touren pro Minute, so erhält bei meiner Anordnung der Lumineszenzfleck eine Geschwindigkeit von etwa 1 m/sec. Diese Geschwindigkeit würde bei einem Wechselstrom von 200 Wechseln in der Secunde noch eine brauchbare Photographie ergeben,

1) Wobei grosse ZnSO_4 -Widerstände in dünnwandigen Glasröhren mit Kaltwasserspülung vorgeschaltet waren.

reicht also für die praktisch gebrauchten Wechsel- oder Mehrphasenströme vollkommen aus. Allein, wenn sich diese Geschwindigkeit durch eine bessere Anordnung auch noch auf das 3—4 fache steigern lässt, so genügt sie doch für Stromschwankungen von einigen 1000 Wechseln in der Secunde nicht.

Man kann sich in diesem Falle helfen, indem man den unter 9. beschriebenen Apparat durch eine Wechselstromdynamomaschine ersetzt. Die Stromcurve der praktisch gebrauchten Wechselstrommaschinen verläuft nämlich, jedenfalls wenn man genügende Selbstinduction vorschaltet, in der Nähe der Abscissenaxe ziemlich linear (vgl. Figg. 8 u. 9). Nimmt



Fig. 8.



Fig. 9.

man also an Stelle des oben beschriebenen Apparates einen beliebigen Wechselstromgenerator und entnimmt man demselben einen genügend starken Strom, so lässt sich leicht erreichen, dass die Ablenkung des Kathodenstrahlenbündels in denjenigen Zeitintervallen, in denen es den luminescirenden Schirm überhaupt trifft, der Zeit proportional, die Geschwindigkeit des Lumineszenzfleckes also eine gleichförmige ist.¹⁾ Bei dieser Anordnung kann dann aber auch eine Grenze für die Geschwindigkeit des Fleckes nicht angegeben werden, da dieselbe nicht nur der Wechselzahl des Wechselstromes, sondern auch der Intensität desselben proportional ist und da ausserdem in diesem Falle in den verticalen Spulen die Wirkung unbedenklich durch Eisenkerne verstärkt werden kann. Sicherlich lassen sich auf diese Weise rasche Stromschwankungen eben so weit analysiren, als mit dem rotirenden Spiegel.

Eine Voraussetzung ist dabei aber immer vorhanden — und diese bildet eine thatsächliche Beschränkung für die Ver-

1) Vgl. Fig. 14.

wendbarkeit der Methode zu photographischen Aufnahmen —: es muss möglich sein, die Anordnung so zu treffen, dass die Curve sich mehrmals auf dem Schirm in genau derselben Weise wiederholt.

12.

Beispiele.

a) Die Fig. 8 zeigt die Stromcurve einer Vierphasenstrommaschine¹⁾, wenn dieselbe nicht merklich belastet ist. Die Abscissenaxe ist hier wie in den folgenden Figuren dadurch gewonnen, dass der Strom in dem horizontal gestellten Spulenpaar unterbrochen wurde. Fig. 9 ist die Curve, welche man bei sonst gleichen Verhältnissen erhält, wenn man mit hoher



Fig. 10.



Fig. 11.



Fig. 12.

Selbstinduction (Drosselspulen) belastet: die Curve ist mehr sinusförmig als Fig. 8 und zeigt ausserdem gegenüber dieser letzteren eine nicht unbeträchtliche Phasenverschiebung — der Punkt, in welchem die Intensität durch Null hindurchgeht, fällt nicht mehr mit dem Anfang der Abscissenaxe zusammen —. Deutlicher und anschaulicher wird die Phasenverschiebung noch, wenn man beide Curven auf dieselbe Platte bei derselben Stellung des photographischen Apparates photographirt (Fig. 10); aus der Verschiebung der beiden Curven, gemessen auf der Abscissenaxe, lässt sich der Phasenwinkel unmittelbar bestimmen.

In Fig. 11 ist die Veränderung ersichtlich, welche die Stromcurve irgend einer Phase erleidet, wenn die um 90° dagegen verschobene Phase der Maschine stark belastet wird. Fig. 12 unterscheidet sich davon nur dadurch, dass die belastete Phase nicht die um 90° , sondern die um 180° diffe-

1) Gleichstrommaschine der Allgemeinen Electricitäts-Gesellschaft, die auch für die Abgabe von Vierphasenstrom eingerichtet ist.

rende ist. Sie besitzt gegenüber der Curve der unbelasteten Maschine (Fig. 8) kaum merkliche Unterschiede.

b) Die Figg. 13 u. 14 stellen die Curven des Öffnungs- und Schliessungsextrastromes in der secundären Wicklung eines Inductoriums dar, und zwar Fig. 13, wenn der lineare Strom von dem unter 9. beschriebenen Apparat, Fig. 14, wenn er von der unter a) besprochenen Wechselstrommaschine¹⁾ ge-



Fig. 13.



Fig. 13a.



Fig. 14.

liefert wird. In beiden Curven ist da, wo sie abbrechen, je ein verticales Stück zu ergänzen (vgl. Fig. 13a); dasselbe war auf dem Schirm schwach, aber vollkommen deutlich zu sehen, es war aber nicht hell genug, um bei der photographischen Aufnahme zum Vorschein zu kommen.



Fig. 15.

Die Anordnung war in diesem Falle so getroffen, dass an dem Apparate (Fig. 5) bez. an dem Anker der Wechselstrommaschine ein kleines Anschlagsstück befestigt war. Dasselbe unterbrach bei jeder Umdrehung durch Aufschlagen eines Morsetasters den primären Strom des Inductoriums und schloss ebenso diesen Strom wieder, indem es den Taster wieder zuschlagen liess.

c) In Fig. 15 endlich ist eine *Hysteresisschleife* eines dünnen Eisendrahtes abgebildet. Sie wurde in folgender Weise

1) Vgl. p. 850.

gewonnen. Der von dem Apparat (Fig. 5) gelieferte lineare Strom wurde getheilt. Ein Theil desselben wurde durch das oben erwähnte verticale Spulenpaar geschickt, der andere Theil durch das horizontale Spulenpaar, in das ein Bündel aus feinen Eisendrähten geschoben war. Die horizontale Ablenkung des Lumineszenzfleckes wird also proportional der Stromintensität, die verticale der in den Drähten durch den Strom erzeugten Induction. Man dreht dann den Apparat in der einen Richtung, sodass der von ihm gelieferte Strom von Null bis zu einem gewissen Betrage anwächst und dreht ihn dann ebenso zurück; der Lumineszenzfleck beschreibt dann eine Hysteresisschleife.

Die Methode gestattet also auch eine sehr einfache Aufnahme von Hysteresiscurven. Es würde sich nur empfehlen, wenn die Methode ausschliesslich dafür verwandt werden sollte, den Apparat Fig. 5 durch einen für diesen Zweck günstiger construirten zu ersetzen.

Die angeführten Beispiele genügen wohl, um die Brauchbarkeit der Methode für die verschiedensten Zwecke zu erläutern. Nur eines möchte ich noch hinzufügen. Schon bei verhältnissmässig geringen Tourenzahlen ist das Bild, welches sich, besonders wenn man sich etwas von der Kathodenstrahlentröhre entfernt, dem Auge darbietet, *die Stromcurve, welche als helleuchtende, scharf begrenzte und unbewegliche Linie* von dem dunkeln Hintergrunde sich abhebt. Die beschriebene Methode ist damit in hervorragender Weise geeignet zur Demonstration der meisten Erscheinungen, welche für die Erzeugung und Wirkung variabler Ströme in Betracht kommen.

Für die Anregung zu der Arbeit bin ich Hrn. Prof. Dr. F. Braun zu grossem Danke verpflichtet.

Strassburg i. E., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 26. September 1899.)

12. Ermittlung der Oberschwingung eines Drehstromes; von J. Zenneck.

Je mehr die Intensitätscurve eines Drehstromes von der Sinusform abweicht, um so grösseres, praktisches und theoretisches, Interesse besitzen die Fragen:

1. Welches ist die hauptsächlich zur Geltung kommende Oberschwingung?

2. Wie gross ist ihre Amplitude im Verhältniss zur Grundschwingung?

Die Beantwortung dieser Fragen ist selbst dann, wenn man die Stromcurve kennt, ohne besondere Hilfsmittel zum mindesten umständlich. Sie wird sehr einfach bei Benutzung der folgenden Anordnung.

Der Drehstrom soll als Vierphasenstrom angenommen werden. Man schiebt dann eine Phase desselben durch ein

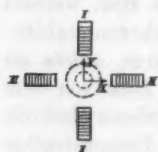


Fig. 1.

Paar von Spulen mit gemeinsamer Axe, ebenso eine zweite, um 90° dagegen verschobene Phase gleicher Amplitude durch ein eben solches Spulenpaar, dessen Axe senkrecht zu derjenigen des ersten Spulenpaares steht (Fig. 1). In den Schnittpunkt der beiden Spulenachsen bringt man eine Braun'sche Röhre mit der Axe senkrecht zur Ebene der beiden Spulenachsen.

Ist die n^{te} Oberschwingung die hauptsächlich in Betracht kommende, so lässt sich die Intensität i_I bez. i_{II} des Stromes in den Spulen I und II ausdrücken durch die Gleichungen

$$(1) \quad \begin{cases} i_I = A \sin \nu t + B \sin n \nu t, \\ i_{II} = A \cos \nu t + B \cos n \nu t, \end{cases}$$

in welchen t die Zeit, die übrigen Grössen Constante bezeichnen. Da die Ablenkung des Lumineszenzflckes auf dem Schirm der Braun'schen Röhre der Intensität des Stromes

in den Spulen proportional ist¹⁾, so bekommt der Fleck Bewegungscomponenten in der x - und y -Richtung (Fig. 1) von der Form:

$$(2) \quad \begin{cases} x = a \sin \nu t + b \sin n \nu t, \\ y = a \cos \nu t + b \cos n \nu t. \end{cases}$$

Für die Curve, welche der Fleck beschreibt, gilt:

$$(3) \quad x^2 + y^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos(n-1)\nu t$$

oder, wenn die Amplitude b der Oberschwingung gegenüber derjenigen der Grundschwingung a als klein betrachtet werden darf, was wohl thatsächlich stets zulässig ist:

$$(4) \quad r \equiv \sqrt{x^2 + y^2} = a + b \cos(n-1)\nu t.$$

Da ausserdem

$$(5) \quad \varphi \equiv \arctg \frac{x}{y} = \text{approx. } \nu t$$

und

$$(6) \quad \frac{b}{a} = \frac{B}{A},$$

so lässt sich Gleichung (4) folgendermaassen interpretiren. Ist die n^{te} Oberschwingung die ausschliesslich oder hauptsächlich zur Geltung kommende, so kann man sich die Curve, welche der Lumineszenzfleck beschreibt, entstanden denken dadurch, dass auf einer Kreisperipherie als Abscisse $n-1$ Perioden einer Sinuslinie aufgetragen wurden, deren Amplitude (b) zum Radius des Kreises (a) sich verhält wie die Amplitude der Oberschwingung (B) zu derjenigen der Grundschwingung (A). Ist z. B. die fünfte Oberschwingung vorhanden und ist ihre Amplitude $\frac{1}{5}$ derjenigen der Grundschwingung, so muss die Curve, welche man erhält, die in Fig. 2 ausgezogene sein.

1) Vgl. p. 847.

2) Liegt nicht Vier-, sondern Dreiphasenstrom vor, dessen drei Phasen man durch drei um je 120° gegeneinander geneigte Spulen schickt, so gelangt man für die x - und y -Componenten des entstehenden Drehfeldes ebenfalls auf die Gleichungen (2). Es ist also für das Folgende gleichgültig, ob man es mit Vier- oder Dreiphasenstrom zu thun hat.

Bekommt man umgekehrt durch die oben beschriebene Anordnung die Curve (Fig. 2), so können mit Hilfe dieser Curve die anfangs aufgestellten Fragen unmittelbar beantwortet werden:

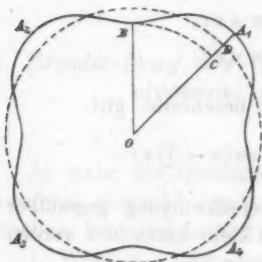


Fig. 2.

1. Die Anzahl der Ausbuchtungen A_1 bis $A_4 = 4 = (n - 1)$ zeigt, dass die in Betracht kommende Oberschwingung die um eins höhere *fünfte* ist.

2. Das Verhältniss der Amplitude der Oberschwingung zu derjenigen der Grundschiwingung erhält man, indem man den Radius-vector an der Stelle der stärksten Einbuchtung (B) auf OA_1 abträgt, gleich OC , und A_1C in D halbt. Es ist dann

$$OD = a, \quad CD = DA_1 = b.$$

Es verhält sich also die Amplitude der Oberschwingung zu derjenigen der Grundschiwingung wie $CD:OD$ oder wie $1:8$.

Wendet man das vorgeschlagene Verfahren auf die hier im Institut befindliche Drehstrommaschine¹⁾ an, deren Strom-



Fig. 3.



Fig. 4.

curve diejenige von Fig. 3²⁾ ist, so erhält man die Fig. 4. Die Anzahl der Ausbuchtungen (gleich 8) zeigt, dass die zur Geltung kommende Oberschwingung die *neunte* ist, und die Ausmessung in der eben angegebenen Weise ergibt als Ver-

1) Gleichstromdynamo auch zur Abgabe von Vierphasenstrom eingerichtet.

2) Photographische Aufnahme nach der p. 838 ff. vorgeschlagenen Methode.

hältniss ihrer Amplitude zu derjenigen der Grundschiwingung im Mittel ungefähr 1:36. Der Wechselstrom lässt sich also darstellen durch die Gleichung

$$i = A(\sin vt - \frac{1}{36} \sin 9 vt).$$

Das bisherige beruhte auf der Voraussetzung, dass nur eine Oberschwingung vorhanden sei, oder wenigstens die Amplitude einer Oberschwingung diejenigen aller anderen weit übertreffe. Sind die Amplituden *mehrerer* Oberschwingungen ungefähr von derselben Grössenordnung, so treten an Stelle der Gleichungen (1) und (4) die folgenden:

$$(1a) \quad i = A \sin vt + \sum_n B_n \sin n vt,$$

$$(4a) \quad r = a + \sum_n b_n \cdot \cos(n-1) vt.$$

Die Curve also, welche in diesem Falle auf dem Kreis vom Radius a aufgezeichnet erscheint, unterscheidet sich von der Stromcurve (1a) dadurch, dass die Grundschiwingung ausgeschaltet und die Ordnung jeder Oberschwingung um eins erniedrigt ist. Die angegebene Methode liefert dann nicht ohne weiteres die Oberschwingungen selbst, bleibt aber auch in diesem Falle ein sehr empfindliches Reagenz auf das Vorhandensein von Oberschwingungen.

Strassburg i. E., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 26. September 1890.)

13. Die Transformation eines Wechselstromes auf doppelte Wechselzahl mit Hilfe eines ruhenden Transformators; von J. Zenneck.

Für eine Reihe von Versuchen liegt das Bedürfniss nach einem Wechselstrom von hoher Wechselzahl vor, der gleichzeitig verhältnissmässig constante Amplitude und beträchtliche Energie besitzen sollte. Dieses Bedürfniss ist in *einfacher* Weise durchaus nicht zu befriedigen, sobald die gewünschte Wechselzahl diejenige der praktisch gebrauchten Wechsel- und Drehstromgeneratoren übersteigt.

Steht indess schon ein Wechsel- oder Drehstrom zur Verfügung, so giebt es ein sehr einfaches Verfahren, um denselben

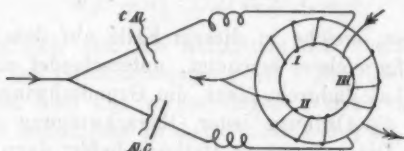


Fig. 1.

und zwar mit Hilfe eines ruhenden Transformators auf doppelte Wechselzahl zu transformiren.

Die *Anordnung* ist wohl aus Fig. 1 ohne weiteres verständlich. Der zu transformirende Wechselstrom wird verzweigt. In jeden Zweig ist eine Graetz'sche Kohle-Alaun-Aluminiumzelle eingeschaltet und zwar in den einen Zweig mit der Richtung C-Al, in den anderen mit der Richtung Al-C. Jeder der Zweige setzt sich in eine Wickelung eines Transformators (I und II Fig. 1) fort. Aus einer dritten Wickelung (III Fig. 1) desselben Transformators kann dann der auf doppelte Wechselzahl transformirte Wechselstrom abgenommen werden.

Bei der *Erklärung* der Wirkungsweise dieser Anordnung soll der Einfachheit wegen angenommen werden, dass der verwandte Wechselstrom genau sinusförmig ist, dass die Kohle-Aluminiumzelle den Strom nur in einer Richtung durchlässt

und zwar ohne im übrigen die Stromcurve zu verändern, und dass der Transformator hysteresisfrei ist.

Dann ist die durch den Zweig I allein in dem Transformator erzeugte Induction während einer vollen Periode des ursprünglichen Wechselstromes von der Form der Fig. 2, während Fig. 3 dasselbe darstellt für den Fall, dass die Induction nur

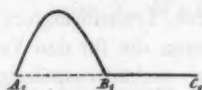


Fig. 2.

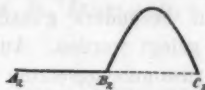


Fig. 3.



Fig. 4.

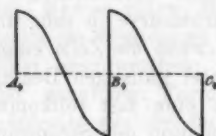


Fig. 5.

durch den Zweig II hervorgerufen wird. Sind beide Zweige gleichzeitig wirksam, so ist die Induction im Transformator von der Form der Fig. 4, d. h. sie besitzt während einer Periode des ursprünglichen Wechselstromes zwei Maxima.



Fig. 6.



Fig. 7.



Fig. 8.

Dasselbe gilt dann für die in der Wicklung III inducirte elektromotorische Kraft, deren Curve unter den gemachten Annahmen diejenige von Fig. 5 ist. Das Resultat ist also in Wicklung III ein — allerdings nicht sinusförmiger — Wechselstrom doppelter Wechselzahl.

Wenn die gemachten Voraussetzungen nicht genau zutreffen, so tritt an Stelle der Fig. 5 eine andere Curve, am Wesen der Sache wird aber nichts geändert. Ich erhielt z. B.

mit einem Wechselstrom, dessen Stromcurve in Fig. 6¹⁾, abgebildet ist, einen solchen doppelter Wechselzahl von der Form der Fig. 7.

Der *Wirkungsgrad* der ganzen Anordnung war bei meinen Versuchen ein wenig günstiger. Da es mir nur darauf ankam, zu zeigen, dass man in der angegebenen Weise hauptsächlich einen Wechselstrom doppelter Wechselzahl erhält, so war auf besonders günstigen Bau des Transformators kein Werth gelegt worden. Ausserdem liessen die für den Versuch frisch zusammengesetzten C-Al-Zellen verhältnissmässig viel Strom auch in der Richtung C-Al durch, was den Wirkungsgrad sehr beeinträchtigt; überdies deformirten sie auch noch die Stromcurve in sehr ungünstiger Weise — die Stromcurve hatte, wenn die Zelle eingeschaltet war, die Gestalt Fig. 8 —. Da unter günstigen Bedingungen die Ventilwirkung der C-Al-Zellen eine fast vollkommene ist und eine nur unerhebliche Deformation der Stromcurve durch dieselben eintritt, so darf, wenn man ausserdem einen besser gebauten Transformator verwendet, erwartet werden, dass ein viel besserer Wirkungsgrad und ein mehr *sinusförmiger Wechselstrom* doppelter Wechselzahl erreicht werden kann.

Strassburg i. El., Physikal. Institut.

1) Photographirt nach der p. 838 ff. angegebenen Methode.

(Eingegangen 26. September 1899.)

14. Photographische Darstellung von Strom- und Spannungscurven mittels der Braun'schen Röhre; von A. Wehnelt und B. Donath.

Wir beschreiben nachfolgend eine Versuchsanordnung, welche es gestattet, die im rotirenden Spiegel beobachteten Curven des Lumineszenzfleckes der Braun'schen Röhre¹⁾ photographisch zu fixiren und gleichzeitig die Möglichkeit bietet, die erhaltenen Curvenbilder quantitativ auszuwerthen. Diese Auswerthung ist bei Röhren in der gangbaren Form stets möglich, da die Ablenkung α des Lichtfleckes für die durch die Grösse des Lumineszenzschirmes gegebenen kleinen Ablenkungswinkel praktisch vollkommen proportional der Intensität i des die Indicatorspule durchfliessenden Stromes ist. Hierfür möge eine beliebig herausgegriffene Messungsreihe veranschaulichend sein.

i	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
α	1,1	1,5	1,9	2,3	2,7	3,1
Ausschlag pro Amp. in cm	0,74	0,75	0,76	0,76	0,77	0,77

Die Röhre muss vor jeder neuen Messungsreihe von neuem geaicht werden, da man den Luftdruck in derselben und als Function desselben das Entladungspotential, sowie auch letzteres an und für sich, nicht als constant betrachten kann und die magnetische Ablenkbarkeit abhängig vom Entladungspotential ist.

Wenn bisher mit der photographischen Fixirung der Curvenbilder unseres Wissens keine befriedigenden Resultate erreicht zu sein scheinen, so ist man wohl an dem Versuch gescheitert, das sehr lichtschwache Bild im rotirenden Spiegel zu photographiren. Wir umgingen daher den Gebrauch desselben ganz.

1) F. Braun, Wied. Ann. 60. p. 553—555. 1897.

Versuchsanordnung.

Dem photographischen Apparat *A* (Fig. 1) gegenüber und etwa soweit von ihm entfernt, dass die Bildgrösse $\frac{2}{3}$ des Objectes wird, ist die Braun'sche Röhre *R* aufgestellt. Der Winkel zwischen der optischen Axe des Objectives und der Röhrenaxe wird so klein gewählt, als es die bilderverzerrnde Glaswand der Röhre zulässt. Unmittelbar unter der Röhre, in derselben

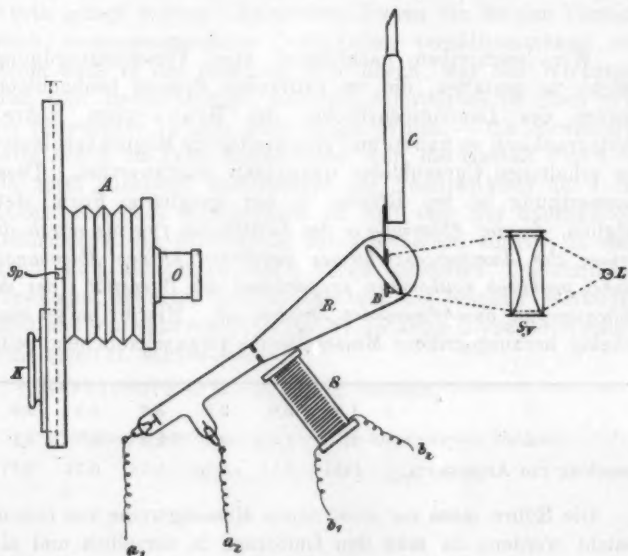


Fig. 1.

Verticalebene mit dem Lichtpunkt auf der luminescirenden Scheibe und normal zur optischen Axe, schwingt vertical eine kleine Aluminiumblende *B*. Sie ist in ihrer Mitte mit einem Loch von etwa 0,3 mm Durchmesser versehen und an der elektromagnetischen Stimmgabel *C* befestigt. Letztere macht 100 Schwingungen in der Secunde. *Sy* ist ein System von 10 cm grossen Beleuchtungslinsen, welches das Licht einer sehr hellen Leuchtquelle *L* so auf die Blende *B* wirft, dass sich bei Nichtvorhandensein der letzteren das convergirende Strahlenbündel in Objectiv *O* schneiden würde. Wird die Röhre erregt,

so erscheint auf der Mattscheibe der blaue Fleck vom Lumineszenzschirm und darüber der leuchtende Punkt der Stimmgabelblende. Beim Schwingen der Blende und Arbeiten der Röhre verzerren sich beide Bilder zu Streifen, welche so justirt wurden, dass sie in derselben Verticalebene liegen. S ist eine die Ablenkung des Kathodenstrahlenbündels bewirkende Drahtspule. Die Zuleitungen a_1, a_2 sind mit den Polen einer vierplattigen Influenzmaschine, b_1, b_2 mit dem jeweilig auf seine Beschaffenheit zu untersuchenden Stromkreise verbunden.

Aus den bereits dargelegten Gründen wurde auf eine Auseinanderlegung des Lichtstreifens durch rotirende Spiegel verzichtet. Um das Bild zu verschieben und dabei eine in allen Theilen gleich scharfe Aufnahme zu erhalten, wurde statt dessen eine Schlittenvorrichtung V für die photographische Platte angeordnet. Sie besteht in einem, oben und unten mit Laufnuthen versehenen Brett von etwa dreifacher Kassettenlänge. In einem schmalen Schlitz Sp desselben bewegen sich die Lichtpunkte auf und ab. Diese Verengerung der hinteren Cameraöffnung ist zwar nicht unbedingt nöthig, aber zweckmässig, da sie die aufgezoogene, sich anfangs seitlich rechts von dem Schlitz befindliche Kassette K vor Nebenlicht schützt.

Eine Bewegung der Kassette von Hand ist gleichmässig genug, da die gleichzeitig zur Darstellung gelangende Stimmgabelcurve eine Controle und Werthung nach der Zeit für jedes Curvenelement gestattet.

Es ist jedoch durchaus erforderlich, dass die Influenzmaschine in sehr gutem Zustande ist und sehr schnell umläuft, um bei grossen Kassettengeschwindigkeiten noch einigermaassen zusammenhängende Curvenbilder zu liefern. Auch so reicht das Licht des Lumineszenzfleckes, wenschon seiner blauen Farbe wegen ziemlich aktinisch, bei rapidem Anstieg oder Abfall der Curve kaum aus, um auf der Platte eine Spur zu hinterlassen. Bedingung für das Gelingen ist daher ferner ein lichtstarkes Objectiv und eine hochempfindliche Trockenplatte. Wir verwendeten einen Portraitkopf von $F/3$, welcher für die von uns untersuchten Curven eben ausreichte. Die Aufnahmen wurden auf Schleussner-Momentplatten gemacht und mit Rodinal kräftig entwickelt.

Für die Stimmgabelcurve kann bei der in der Fig. 1

skizzirten Aufstellungsweise Gasglühlicht allenfalls ausreichen; die in der Figur reproducirten Curven wurden jedoch mit Bogenlicht erhalten.

Soll statt der Stromcurve die Spannungscurve erscheinen, so kann man die Ablenkung der Kathodenstrahlen nach dem Vorgange von H. Ebert¹⁾ durch Condensatorladung erreichen. Doch eignet sich diese Methode nur für relativ hohe Spannungen und wird mit einer für praktische Zwecke genügenden Genauigkeit besser durch die Ablenkung einer Spule von hohem Widerstande ersetzt.

Stehen zwei Influenzmaschinen zur Verfügung, so kann man Strom- und Spannungscurve auch *gleichzeitig* auf derselben Platte fixiren und hierbei die durch Vorhandensein von Selbstinduction oder Capacität im Stromkreise hervorgerufenen Phasenverschiebungen, desgleichen die Erscheinungen bei der Transformation von Wechselströmen etc. untersuchen. Die Stimmgabelvorrichtung fällt dann fort und an ihre Stelle tritt eine zweite Braun'sche Röhre, deren Kathodenstrahlen ihre Ablenkung durch Condensator oder eine Drahtspule von hohem Widerstand erfahren. Die Lumineszenzschirme beider Röhren bilden dann etwa einen rechten Winkel und sind vom Objectiv gleich weit entfernt, sodass beide Lichtstreifen auf der Mattscheibe gleich scharf erscheinen. Soll die Phasenverschiebung genau bestimmt sein, so ist darauf zu achten, dass die Lichtstreifen genau in derselben Verticalebene liegen. Die Platte liefert dann beide Curven untereinander und zwar so, dass die senkrecht zur Nulllinie geschnittenen Curvenelemente denselben Zeittheilchen angehören.

Sollen beide Curven nicht untereinander, sondern — was jedenfalls instructiver ist — ineinander verschränkt erscheinen, so lässt sich dies auf zweierlei Weise erreichen, entweder nämlich durch Superposition zweier Abzüge oder durch zwei Objective. Das erstere der beiden Verfahren, nach dem auch die Curve (Fig. 10 der Tafel, p. 866) hergestellt ist, setzt voraus, dass von der Originalplatte zunächst ein Contactabzug wiederum auf einer Platte hergestellt wird, die dann die Curven weiss auf dunklem Grunde zeigt. Diese Platte dient als Matrice für eine Copie

1) H. Ebert, Wied. Ann. 64. p. 240ff. 1896.

auf sogenanntem Abzieh-Collodium-Papier, dessen Schicht sich nach Fixage, Vergoldung und Auswässerung in warmem Wasser von seiner Papierfolie ablösen und — indem man die letztere vorsichtig unter der Collodiumhaut hervorzieht — auf einer Glasplatte befestigen lässt. Bei einiger Uebung gelingt es leicht, Strom- und Spannungscurve übereinander zu bringen, nachdem dieselben vorher auf der Copie voneinander getrennt sind. Die richtige Lage wird durch Deckung der Nulllinien und einer vor dem Copiren auf der Platte zu ihr gezogenen Normalen erreicht. (Letztere auf der Abbildung sichtbar.) Sind zwei lichtstarke Objective vorhanden, so ist die zweite Methode ihrer Einfachheit halber vorzuziehen. Die von den beiden Röhren herrührenden Lichtstreifen werden durch sie auf der Mattscheibe zur Deckung gebracht und liefern dann auf der bewegten Platte ohne weiteres die ineinander verschobenen Curven. Das Bild auf der Mattscheibe gestattet dann auch eine directe Betrachtung im rotirenden Spiegel.

Von den im Laufe der Versuchsreihen erhaltenen Curven bilden wir auf der beigegebenen Tafel, Figg. 1—10, p. 866 einige der charakteristischsten ab und geben nachfolgend für jede derselben eine kurze Erläuterung.

Erläuterung der Tafel, Figg. 1—10, p. 866.

Fig. 1. *Stromcurve eines Deprezunterbrechers*. Indicatorspule im Stromkreise eines grösseren Inductoriums. Unregelmässiger Gang des Unterbrechers bemerkbar an der verschiedenen Curvenhöhe. In einem Falle zickzackförmiger Anstieg durch schlechten Contact. Relativ langes Aussetzen des Stromes zwischen Oeffnung und Schluss, dargestellt durch die zwischen den einzelnen Aufstiegen horizontal verlaufenden Curvenstücke, welche gleichzeitig die Nulllinie des Curvenbildes darstellen. Während dieser Ruhepausen findet das Ausschwingen des aus Selbstinduction und Capacität bestehenden Systems (die in der Curve auftretenden Verwaschungen am Fusse des Abfalls) statt, wie sie von Hrn. B. Walter nach der Betrachtung im rotirenden Spiegel bereits gezeichnet wurden.¹⁾

1) B. Walter, Wied. Ann. 62. p. 312. 1897.

Tafel.

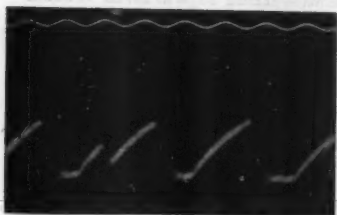


Fig. 1.

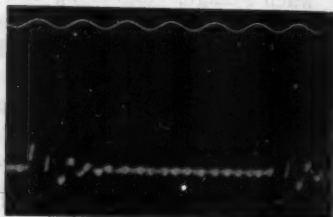


Fig. 6.

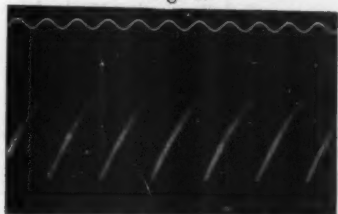


Fig. 2.

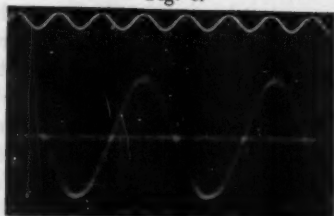


Fig. 7.



Fig. 3.

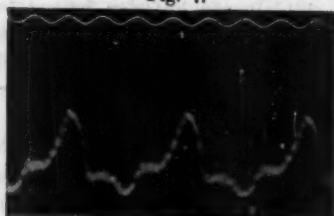


Fig. 8.

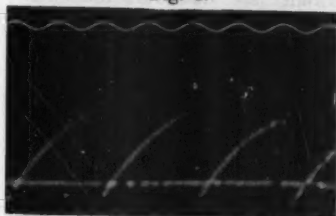


Fig. 4.



Fig. 9.

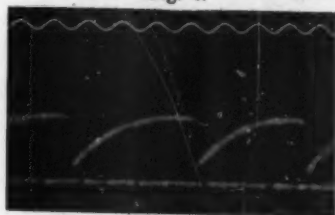


Fig. 5.



Fig. 10.

Fig. 2. *Stromcurve des elektrolytischen Unterbrechers.* Auch die photographische Fixirung der Curve zeigt im wesentlichen den bereits früher nach der directen Betrachtung im rotirenden Spiegel zeichnerisch dargestellten Verlauf, nämlich Maximalamplituden von gleicher Höhe.¹⁾ Der Stromabfall erfolgt so rapide, dass er auf der Reproduction nicht erscheint (auf der Originalplatte war er schwach vorhanden). Stromabfall und Anstieg folgen einander unmittelbar, wodurch sich auch (als eine der Ursachen) die höhere effective Stromstärke gegenüber derjenigen der mechanischen Unterbrecher (z. B. Deprezunterbrecher) bei gleicher Funkenlänge (also annähernd gleicher Maximalamplitude des Primärstromes) erklärt. Bemerkenswerth ist das ausserordentlich regelmässige Arbeiten des Unterbrechers.²⁾

Fig. 3. *Inductionsspule mit magnetisch übersättigtem Eisenkern im Stromkreise des elektrolytischen Unterbrechers.* Zu beachten ist der Knick im Aufstieg, welcher den Sättigungspunkt im Eisenkern bezeichnet. Er kommt naturgemäss auch im Abfall zur Geltung.

Fig. 4. *Einfluss von Capacität an den Klemmen des elektrolytischen Unterbrechers.*³⁾ Der Abfall der Curve reicht bis unter die Nulllinie (letztere erhalten durch Vorbeiziehen der photographischen Platte bei Stromruhe).

Fig. 5. *Selbstinduction und Capacität an den Klemmen des elektrolytischen Unterbrechers.*⁴⁾ Der Abfall reicht nicht bis zur Nulllinie herab.

1) A. Wehnelt, Wied. Ann. 68. p. 250. 1899.

2) Hr. Jul. West (Elektrotechn. Zeitschr. 20. p. 747—750. 1899) spricht dem Unterbrecher regelmässiges Arbeiten ab, doch ist seine Versuchsanordnung nicht einwandfrei, da er die Funkenfolge an der Secundärspule eines Inductoriums als Kriterium benutzt. Nun unterliegt der Widerstand der Funkenstrecke durch abfliegende Metalltheilchen, Wirbel aufsteigender warmer Luft und das durch sie bewirkte fortwährende Ueberspringen der Funkenerscheinung in eine mehr lichtbogenartige Bildung, dauernder Veränderung. Die variable Belastung bewirkt dann ihrerseits eine Aenderung der Selbstinduction in der Primärspule und damit auch eine Aenderung der Unterbrechungszahl. Ein Urtheil über die Regelmässigkeit des Ganges lässt sich daher bei Anwesenheit einer Funkenstrecke nicht gewinnen.

3) Vgl. A. Wehnelt, Wied. Ann. 68. p. 255 u. 256. 1899.

4) l. c.

Fig. 6. *Schwingungen eines Systems bestehend aus Selbstinduction und Capacität.* An den Klemmen des Unterbrechers *U*

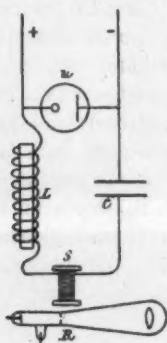


Fig. 2.

(Fig. 2) liegen in Hintereinanderschaltung die Selbstinductionsspule *L* (mit Eisenkern), die Capacität *C* und die Ablenkungs-(Indicator)-Spule *S* an der Braun'schen Röhre. Bei Stromöffnung ladet sich der Condensator infolge der an den Klemmen des elektrolitischen Unterbrechers auftretenden hohen Spannung. Unmittelbar darauf fällt die Unterbrecherflüssigkeit wieder zusammen und giebt, indem sie das System in sich schliesst, demselben Gelegenheit, sich oscillatorisch zu entladen. Das Abklingen dieser Schwingungen zeigt die Curve. Durch die über derselben erscheinende Stimmgabelcurve ist man in der Lage, bei bekannter Capacität die im System vorhandene Selbstinduction nach der Formel

$$L = \frac{t^2}{4\pi^2 C}$$

zu berechnen (bez. umgekehrt).

Die in diesem Falle durchgeführte Berechnung ergab beispielsweise bei einem Condensator von 4 Mikrof. den Selbstinductionscoefficienten $L = 0,125$, während sich derselbe bei der gleichen Spule, aber ohne Eisen, nach der Maxwell'schen Methode gemessen zu 0,012 ergab. Nimmt man mit Ledeboer¹⁾ an, dass ein Eisenkern den Selbstinductionscoefficienten etwa um das Zehnfache (der Grössenordnung nach) erhöht, so würden sich beide Werthe in guter Uebereinstimmung befinden.

Fig. 7. *Wechselstromcurve.* Stromspender ist eine Gleichstrommaschine von der durch Schleifringe Wechselstrom abgenommen wird. Die Curve zeigt einen sehr rein sinoidalen Verlauf.

Figg. 8 und 9. *Umformung sinoidalen Wechselstromes in pulsirenden Gleichstrom mittels Graetz'scher Zellen.*²⁾

Curve 8. Zellen in Hintereinanderschaltung. Die eine Phase des Wechselstromes ist nahezu vernichtet bis auf einen

1) Vgl. A. Heydweiller, Hilfsbuch elektr. Messungen p. 183. 1892.

2) L. Graetz, Wied. Ann. 62. p. 226. 1897.

kleinen Rest, welcher einen Ueberschuss der Maximalspannung über die Polarisationsspannung der Zellen darstellt. Die horizontalen Curvenstücke liegen ober- und unterhalb der Nulllinie, was sich ohne weiteres aus der Nachwirkung des jeweiligen Polarisationszustandes der Zellen erklärt.

Curve 9. Schaltung der Zellen in Form einer Wheatstone'schen Brücke. Es werden beide Phasen dargestellt, sodass der Wechselstrom die Form eines pulsirenden Gleichstromes annimmt. Es bleibt zu untersuchen, warum der Abfall steiler verläuft als der Anstieg.

Fig. 10. *Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung.* Aufstellung von zwei Braun'schen Röhren in der oben beschriebenen Weise, die eine beeinflusst durch eine Spule in einem Stromkreis von hoher Selbstinduction und geringem Ohm'schen Widerstande, die andere durch eine Spule von hohem Widerstande. Die Spannungscurve (in der Abbildung die höhere) hat, da sie durch Stromablenkung, nicht durch Condensatorablenkung gewonnen wurde, allerdings gegen die wirkliche Spannungscurve eine geringe Phasen-Verschiebung; diese wird jedoch sehr gering sein, da W gross und L entsprechend klein gewählt wurde. Ausser der Nulllinie zeigt die Abbildung noch zwei durch Gleichstromablenkung erhaltene Aichungslinien, die untere der Stromcurve, die obere der Spannungscurve zugehörig. Da, wie in der Einleitung auseinandergesetzt, die Ausschläge proportional der Stromstärke sind, so lassen sich mit ihrer Hülfe maximale, effective und mittlere Stromstärken berechnen. Gemessen wurde beispielsweise mit Hitzdrahtinstrumenten:

$$J_{\text{effectiv}} = 0,6 \text{ Amp.},$$

$$E_{\text{effectiv}} = 16,0 \text{ Volt.}$$

Aus der Curve ergab sich mit Hülfe der Aichungsstriche die Maximalamplitude zu

$$J_{\text{max}} = 0,85 \text{ Amp.},$$

$$E_{\text{max}} = 22,63 \text{ Volt,}$$

und hieraus berechnet

$$J_{\text{effectiv}} = 0,707. \quad J_{\text{max}} = 0,599 \text{ Amp.,}$$

$$E_{\text{effectiv}} = 0,707. \quad E_{\text{max}} = 15,99 \text{ Volt,}$$

was gut mit den Werthen der Hitzdrahtinstrumente übereinstimmt.

Resultat.

Die Braun'sche Röhre zeigt sich bei photographischer Fixirung ihrer Curvenbilder auch für Zwecke quantitativer Ausmessung von Strom- und Spannungscurven geeignet.

Charlottenburg, im November 1899.

(Eingegangen 7. November 1899.)

Namenregister zum Jahrgang 1899.

A.

- Abraham, M., Phase Hertz'scher Schwingungen 67, 834.
 Abt, A., Magnetische Eigenschaften des Hämatits 68, 658.
 Ångström, K., Absolute Bestimmungen der Wärmestrahlung mit dem elektrischen Compensationspyrheliometer, nebst einigen Beispielen der Anwendung dieses Instrumentes 67, 683.
 Appunn, A., Bestimmung der Schwingungszahlen meiner hohen Pfeifen auf optischem Wege 67, 217. — Warum können Differenz-töne nicht mit Sicherheit zur Bestimmung hoher Schwingungszahlen angewandt werden? 67, 222.
 Arons, L., Notiz zum Saitenunterbrecher 67, 682.
 Aschkinass, E., Wirkung elektrischer Schwingungen auf benetzte Contacte metallischer Leiter 67, 842.
 Aschkinass, E. u. Rubens, H., Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen 67, 459.

B.

- Beckenkamp, J., Kinetische Theorie der Drehung der Polarisationsebene 67, 474.
 Behrendsen, O., Beiträge zur Kenntniss der Becquerelstrahlen 69, 220.
 Bender, C., Brechungsexponenten reinen Wassers und normaler Salzlösungen 68, 843. — Brechungsexponenten reinen Wassers und normaler Salzlösungen (II. Abhandlung) 69, 676.
 Berg, O., Bedeutung der Kathodenstrahlen und Canalstrahlen für den Entladungsmechanismus 68, 688.

Berkenbusch, F., Zur Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbesondere über die Temperatur der Bunsenflamme 67, 649.

Bock, A., Blauer Dampfstrahl 68, 674.

Bohr, Ch., Definition und Methode zur Bestimmung der Invasions- und Evasionscoefficienten bei der Auflösung von Gasen in Flüssigkeiten. Werthe der genannten Constanten sowie der Absorptionscoefficienten der Kohlensäure bei Auflösung in Wasser und in Chlornatriumlösungen 68, 500.

Boltzmann, L. u. Mache, H., Modification der von der Waals'schen Zustandsgleichung 68, 350.

Breitenbach, F., Innere Reibung der Gase und deren Aenderung mit der Temperatur 67, 803.

Breithaupt, G., Optisches Verhalten eingebrannter Gold- und Platinschichten 68, 46.

C.

Cantor, M., Entladungsform der Electricität in verdünnter Luft 67, 481. — Dampfdruck coexistenter Phasen 67, 683.

Christiansen, C., Experimentaluntersuchungen über den Ursprung der Berührungselektricität. (Vierte Mittheilung) 69, 661.

Coolidge, W. D., Neue Methode zur Demonstration der elektrischen Drahtwellen 67, 578. — Dielektrische Untersuchungen und elektrische Drahtwellen 69, 125.

D.

Day, A. u. Holborn, L., Luftthermometer bei hohen Temperaturen 68, 817.

Dennhardt, R., Beziehungen zwischen Fluidität und elektrolytischer Leitfähigkeit von Salzlösungen, sowie über die Leitfähigkeit von Oelsäure und deren Alkalisalzen in Wasser bez. Alkoholen bei verschiedenen Temperaturen 67, 325.

Dieterici, C., Dampfdrucke verdünnter wässriger Lösungen bei 0°C. 67, 859. — Kritischer Zustand 69, 685.

Dietz, R. u. Dittenberger, W., Elektrolytisches Verhalten des Platin- und Zinnchlorids 68, 853.

Dittenberger, W. u. Dietz, R., Elektrolytisches Verhalten des Platin- und Zinnchlorids 68, 853.

Donath, B. u. Wehnelt, A., Photographische Darstellung von Strom- und Spannungscurven mittels der Braunschen Röhre 69, 861.

Donle, W., Versuche zur Ermittlung der Grössenordnung der in Radiometern auftretenden Drucke 68, 306.

Drude, P., Elektrische Dispersion 67, 489.

E.

Ebert, H., Die in Entladungsröhren umgesetzten Werthe an elektrischer Wechselstromenergie 67, 608. — Entwicklungsgesetz des Hittorfschen Kathodendunkelraumes 69, 200. — Glimmlichterscheinungen bei hochfrequentem Wechselstrom 69, 372.

Elster, J. u. Geitel, H., Weitere Versuche an Becquerelstrahlen 69, 83. — Zweckmässige Anordnung des Mac Farlan Moore'schen Vacuumvibrators 69, 483. — Einwirkung von Becquerelstrahlen auf elektrische Funken und Büschel 69, 673.

Emden, R., Ausströmungserscheinungen permanenter Gase. Anfang 69, 264—289; Schluss 69, 426—453. — Luftwiderstand fliegender Geschosse 69, 454.

Eschenhagen, M., Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1898 68, 917.

Ewers, P., Mechanik der Canal- und Kathodenstrahlen 69, 167.

F.

Fischer, K. T., Geringste Dicke von Flüssigkeitshäutchen 68, 414.

Focke, Th. M., Thermische Leitfähigkeit verschiedener Gläser mit Rücksicht auf ihre chemische Zusammensetzung 67, 132.

Fomm, L., Eine neue Erscheinung bei elektrischen Entladungen in verdünnten Gasen 68, 620. — Elektrische Abbildungen 69, 479.

Forch, C., Oberflächenspannung wässriger Lösungen 68, 801.

G.

Geigel, R., Notiz über theilweise Polarisation natürlichen Lichtes bei vielmaliger Totalreflexion 68, 698.

Geitel, H. u. Elster, J., Weitere Versuche an Becquerelstrahlen 69, 83. — Zweckmässige Anordnung des Mac Farlan Moore'schen Vacuumvibrators 69, 483. — Einwirkung von Becquerelstrahlen auf elektrische Funken und Büschel 69, 673.

Giesel, F., Einiges über das Verhalten des radioactiven Baryts und über Polonium 69, 91. — Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen im magnetischen Felde 69, 834.

Goldhammer, D. A., Zeeman'sches Phänomen, die magnetische Circularpolarisation und die magnetische Doppelbrechung 67, 696.

Goldstein, E., Structur des Kathodenlichtes und die Natur der Lenard'schen Strahlen 67, 84.

Gradenwitz, A., Bestimmung von Capillarconstanten an erstarrten Tropfen 67, 467.

Grunmach, L., Einfluss des Streckens durch Zugbelastung auf die Dichte des Materiales 67, 227.

Grützmacher, Fr., Thermometrische Correctionen 68, 769.

H.

de Haën, E., Radioactive Substanz 68, 902.

Haga, H. u. Wind, C. H., Beugung der Röntgenstrahlen 68, 884.

Hallwachs, W., Doppeltrogrefractometer und Untersuchungen mit demselben an Lösungen von Bromcadmium, Zucker, Di- und Trichloressigsäure, sowie deren Kaliumsalzen 68, 1.
 Haschek, E. u. Mache, H., Druck im Funken 68, 740.
 Heinke, C., Messung elektrischer Grössen bei periodisch veränderlichen Strömen 69, 612.
 Hempel, W., Vergleichende Bestimmung der Wärmeisolation verschiedener Einrichtungen 68, 137.
 Heydweiller, A., Bewegte Körper im elektrischen Felde und über die elektrische Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft 69, 531.
 Hillers, W., Einfluss des Gasdruckes auf elektrische Ströme, die durch Röntgenstrahlen hervorgerufen werden 68, 196.
 Himstedt, F., Spitzenentladung bei Hochfrequenzströmen 68, 294.
 v. Hirsch, R., Dichtebestimmungen von gesättigten Dämpfen und Flüssigkeiten 69, 456. — Nachtrag 69, 837.
 Holborn, L. u. Day, A., Luftthermometer bei hohen Temperaturen 68, 817.

J.

Jäger, G., Kinetische Theorie der Flüssigkeiten 67, 894. — Kinetische Theorie der Flüssigkeiten 68, 615. — Erwiderung 69, 720.
 Jäger, G. u. Meyer, St., Magnetisierungsahl des Wassers 67, 427. — Magnetisierungsahl des Wassers 67, 707.
 Jaumann, G., Interferenz der Kathodenstrahlen (I. Mittheilung) 67, 741.

K.

Kahle, K., Behandlung des Silbervoltameters und seine Verwendung zur Bestimmung von Normal-elementen 67, 1.
 Kaufmann, W., Diffuse Zerstreuung der Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen 69, 95.
 Ketteler, E., Studien zur Totalreflexion und Metallreflexion 67, 879. — Pendel in Luft als Wellen-

erregter und als Resonator 68, 74.
 — Notiz, betreffend magneto-optische Erscheinungen 68, 125.
 Koch, K. R., Verbesserungen am Normalbarometer 67, 485.
 Koenig, R., Höchste hörbare und unhörbare Töne von $c^3 = 4096$ Schwingungen ($ut_1 = 8192 \text{ } \nu$), bis über $f^3 (fa_{11})$, zu 90000 Schwingungen ($180000 \text{ } \nu$), nebst Bemerkungen über die Stosstöne ihrer Intervalle, und die durch sie erzeugten Kundt'schen Staubfiguren. Anfang 69, 626—660; Schluss 69, 721—738.
 Kohlrausch, F., Bemerkung zu einer Arbeit von Hrn. E. Riecke 67, 630.
 König, W., Methoden zur Untersuchung langsamer elektrischer Schwingungen 67, 535. — Dispersionsmessungen am Gyps 69, 1.
 Kösters, W., Elektrische Ladung elektrolytisch frisch hergestellter Gase 69, 12.
 Kurlbaum, F., Aenderung der Emission und Absorption von Platinschwarz und Russ mit zunehmender Schichtdicke 67, 846.

L.

v. Lang, V., Transversale Töne von Kautschukfäden 68, 335. — Longitudinale Töne von Kautschukfäden 69, 804.
 Lecher, E., Versuche mit dem Wehnelt-Interruptor 68, 623. — Experimenteller und theoretischer Trugschluss in der Elektrizitätslehre 69, 781.
 Lemke, H., Theorie der Dämpfung von Galvanometerschwingungen 67, 828.
 Lewis, P., Einfluss kleiner Beimengungen zu einem Gase auf dessen Spectrum 69, 398.
 Liebenow, C., Thermodynamik der Thermoketten 68, 316.

M.

Mache, H. u. Boltzmann, L., Modification der van der Waals'schen Zustandsgleichung 68, 350.
 Mache, H. u. Haschek, E., Druck im Funken 68, 740.

Mack, K., Experimentelle Untersuchung gewisser Strömungsgebilde in Flüssigkeiten 68, 183. — Nachweis der in den Glasröhren vorhandenen inneren Spannungen mit Hülfe des polarisirten Lichtes; ein Vorlesungsversuch 69, 801.

Maier, M., Beugungsversuche und Wellenlängenbestimmung der Röntgenstrahlen 68, 903.

Mannesmann, O., Luftwiderstandsmessungen mit einem neuen Rotationsapparat 67, 105.

Martienssen, H., Methode und Instrument zur Messung sehr kleiner Inductionscoefficienten 67, 95.

Melde, F., Verschiedene Methoden der Bestimmung der Schwingungszahlen sehr hoher Töne 67, 781.

Meyer, G., Tropfelektroden 67, 433.

Meyer, St., Magnetische Eigenschaften der Elemente 68, 325. — Magnetisierungszahlen anorganischer Verbindungen 69, 236.

Meyer, St. u. Jäger, G., Magnetisierungszahl des Wassers 67, 427. — Magnetisierungszahl des Wassers 67, 707.

Mie, G., Mögliche Aetherbewegungen 68, 129.

Müller-Erzbach, W., Neue Versuche über die Wirkungsweite der Molecularkräfte 67, 899.

N.

Neugschwender, A., Neue Methode, elektrische Wellen nachzuweisen 67, 430. — Neue Methode, elektrische Wellen nachzuweisen (2. Abhandlung) 68, 92.

Neumann, E., Polarisationscapacität umkehrbarer Elektroden 67, 500.

O.

Oberbeck, A., Neue Art von Volumenometern 67, 209. — Spannung an dem Pole eines Inductionssapparates (Dritte Mittheilung) 67, 592.

P.

Patterson, G. W., Experimentelle und theoretische Untersuchung über das Selbstpotential 69, 34.

Pfaundler, L., Vermeidung einer Fehlerquelle in der Andrews'schen Methode zur Bestimmung der specifischen Wärme von Flüssigkeiten 67, 439.

Pockels, A., Untersuchung von Grenzflächenspannungen mit der Cohäsionswaage 67, 668.

R.

Richarz, F., Bemerkungen zur kinetischen Theorie mehratomiger Gase und über das Gesetz von Dulong und Petit 67, 702.

Riecke, E., Arbeit, welche in grösseren Funkenstrecken einer Töpler'schen Influenzmaschine verbraucht wird 68, 729. — In Radiometern auftretender Druck 69, 119. — Vertheilung von freier Elektrizität an der Oberfläche einer Crookes'schen Röhre 69, 788.

Rosenthal, H., Absorption, Emission und Reflexion von Quarz, Glimmer und Glas 68, 783.

Rubens, H., Reststrahlen des Flussspathes 69, 576.

Rubens, H. u. Aschkinass, E., Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen 67, 459.

S.

Schaufelberger, W., Polarisation und Hysteresis in dielektrischen Medien 67, 307.

Schiller, N., Bedeutung des osmotischen Druckes in der Thermodynamik der Lösungen 67, 291.

Schmidt, G. C., Photoelektrische Ströme 67, 563. — Nachtrag zu meiner Arbeit über „Polarisirte Fluoreszenz“ 68, 779.

Scholl, H., Veränderungen von Jodsilber im Licht und der Daguerre'sche Process 68, 149.

Schreiber, K., Maasse der elektrischen Grössen 68, 607.

Schulze, F. A., Bestimmung der Schwingungszahlen Appunn'scher Pfeifen für höchste Töne auf optischem und akustischem Wege 68, 99. — Bestimmung der Schwingungszahlen sehr hoher Töne 68, 869.

Scott, A. M., Studien über Polarisationscapacität 67, 388.

Seckelson, E., Bestimmung der Dimagnetisierungsconstante (Susceptibilität) einiger Metalle 67, 37.

Simon, H. Th., Wirkungsgesetz des Wehnelt-Unterbrechers 68, 273. — Ein neuer Flüssigkeitsunterbrecher 68, 860.

Simon, S., Verhältniss der elektrischen Ladung zur Masse der Kathodenstrahlen 69, 589.

Skinner, C. A., Anodengefälle bei der Glimmentladung 68, 752.

Sommerfeld, A., Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes 67, 283.

Stark, J., Pseudofüllung und Flockenbildung 68, 117. — Coagulation kolloidaler Lösungen 68, 618. — Elektrischer Strom zwischen galvanisch glühender Kohle und einem Metall durch verdünntes Gas 68, 931. — Entladung der Elektricität von galvanisch glühender Kohle in verdünntes Gas 68, 919. — Elektrischer Strom durch erhitztes verdünntes Gas 68, 942.

Straubel, R., Elasticitätszahlen und Elasticitätsmoduln des Glases 68, 869.

Stumpf, C., Bestimmung hoher Schwingungszahlen durch Differenzöne 68, 105.

Sundorph, Th., Ursache zu den Veränderungen der Leitungsfähigkeit eines Metallpulvers 68, 594. — Ursache der Veränderung des Leitungsvermögens in Bleisuperoxyd 69, 319.

T.

Tammann, G., Aenderung der Schmelzwärme auf der Schmelzdruckcurve 67, 371. — Grenzen des festen Zustandes III. Anfang 68, 553—583; Schluss 68, 629—657. — Abhängigkeit des elektrischen Leitungsvermögens vom Druck 69, 767.

Thiesen, M., Spannung des gesättigten Wasserdampfes bei Temperaturen unter 0° 67, 690.

Töpler, M., Verhalten des Büschellichtbogens im Magnetfelde 69, 680.

V.

Voigt, W., Ueber das bei der sogenannten totalen Reflexion in das zweite Medium eindringende Licht 67, 185. — Bemerkung über die Grösse der Spannungen und Deformationen, bei denen Gleitschichten im Kalkspath entstehen 67, 201. — Theorie der magneto-optischen Erscheinungen 67, 345. — Proportionalität von Emissions- und Absorptionsvermögen 67, 366. — Beobachtungen über Festigkeit bei homogener Deformation, angestellt von L. Januszkiwicz 67, 452. — Thermodynamisches zu den Wechselbeziehungen zwischen Galvanismus und Wärme 67, 717. — Nochmals die gebrochene Welle bei der sogenannten totalen Reflexion 68, 135. — Kinetische Theorie der Flüssigkeiten 68, 139. — Weiteres zur Theorie des Zeemaneffectes 68, 352. — Aenderung der Schwingungsform des Lichtes beim Fortschreiten in einem dispergirenden oder absorbirenden Mittel 68, 598. — Erklärung der unter gewissen Umständen eintretenden Verbreiterung und Umkehrung der Spectrallinien 68, 604. — Bemerkung über die bei dem Zeeman'schen Phänomen stattfindenden Intensitätsverhältnisse 69, 290. — Theorie der Einwirkung eines elektrostatischen Feldes auf die optischen Eigenschaften der Körper 69, 297. — Erwiderung 69, 324. — Hrn. Liebenow's thermodynamische Theorie der Thermoelektricität 69, 706.

Voller, A. u. Walter, B., Vorgänge im Wehnelt'schen elektrolitischen Unterbrecher 68, 526.

W.

Wallbott, H., Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion an Quecksilber 68, 471. — Optischer Nachweis der zur Wand senkrechten Componente der Oberflächenspannung 68, 496.

Walter, B., Entstehungsweise des elektrischen Funkens (2. Mittheilung) 68, 776.

- Walter, B. u. Voller, A., Vorgänge im Wehnelt'schen elektrolitischen Unterbrecher 68, 526.
- Wanner, H., Notiz über die Verbreiterung der D-Linien 68, 148.
- Warburg, E., Spitzenentladung (2. Mittheilung) 67, 69. — Verhalten sogenannter unpolarisirbarer Elektroden gegen Wechselstrom 67, 493.
- Weber, R. H., Anwendung der Dämpfung durch Inductionsströme zur Bestimmung der Leitfähigkeiten von Legirungen 68, 705.
- Wehnelt, A., Kenntniss der Canalstrahlen 67, 421. — Elektrolytischer Stromunterbrecher 68, 283. — Kathodenstrahlen 68, 594.
- Wehnelt, A. u. Donath, B., Photographische Darstellung von Strom- und Spannungscurven mittels der Braun'schen Röhre 69, 861.
- Wesendonck, K., Thermodynamik 67, 444. — Thermodynamik 69, 809.
- Wetzstein, G., Abweichungen vom Poiseuille'schen Gesetz 68, 441.
- Wiechert, E., Experimentelle Untersuchungen über die Geschwindigkeit und die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen 69, 789.
- Wiedeburg, O., Zustandsgleichungen und Energiegleichungen 69, 68.
- Wiedemann, E., Dauer gewisser Vorgänge an der Kathode 67, 714.
- Wiener, O., Beobachtung von Streifen beim Entwickeln belichteter Daguerre'scher Platten mit keilförmiger Jodsilberschicht 68, 145. — Ursache und Beseitigung eines Fehlers bei der Lippmann'schen Farbenphotographie, zugleich ein Beitrag zu ihrer Theorie 69, 488.
- Wind, C. H., Deutung der Beugungserscheinungen bei Röntgenstrahlen 68, 896. — Deutung der Beugungserscheinungen bei Röntgenstrahlen (Berichtigung) 69, 327.
- Wind, C. H. u. Haga, H., Beugung der Röntgenstrahlen 68, 884.
- Winkelmann, A., Wärmeleitung verschieden zusammengesetzter Gläser 67, 160. — Bemerkungen zu der Arbeit des Hrn. Focke: „Ueber die thermische Leitfähigkeit verschiedener Gläser mit Rücksicht auf ihre chemische Zusammensetzung“ 67, 794.
- Wolff, W., Bei Explosionen in der Luft eingeleitete Vorgänge 69, 329.

Z.

- Zenneck, J., Freie Schwingungen nur annähernd vollkommener kreisförmiger Platten 67, 165. — Genaue Controle der Wechselzahl eines Wechselstromes 68, 865. — Methode zur Demonstration und Photographie von Stromcurven 69, 888. — Ermittlung der Oberschwingung eines Drehstromes 69, 854. — Transformation eines Wechselstromes auf doppelte Wechselzahl mit Hilfe eines ruhenden Transformators 69, 858.
- Ziegler, W., Bemerkung zur Abhandlung des Hrn. H. Th. Simon: „Ueber einen neuen Flüssigkeitsunterbrecher“ 69, 718.

Berichtigung.

In der Abhandlung von Albert Neugschwender Band 68, p. 92 muss es am Anfange heissen:

„... ergab sich mir folgendes“ statt „nur“.

mann-
zu-
neorie

Beu-
tgen-
utung
n bei
gung)

Beu-
884.
itung
etzter
ungen
ocke:
fähig-
mit
e Zu-

n der
e 69,

ungen
nener
35. —
elzahl
35. —
n and
urven
Ober-
romes
eines
oppelte
eines
, 858.
r Ab-
imon:
keits-



Bücheranzeigen.

K. F. KOEHLER'S Antiquarium, LEIPZIG, Karpfstr. 8.
Special-Buchhandlung für exakte Wissenschaften, Medizin und beschreibende Naturwissenschaften, bietet in vollständigen und sauberen Exemplaren an:

Acta mathematica. Hrag. v. G. Mittag-Leffler. Bd. 1—21. Mit Reg. zu Bd. 1—10. 1882—97. Schönes Exmpl. in Halbfranzband. $\text{M} 225$ —

Annalen, mathematische. Hrag. v. Oetoch, Neumann etc. Bd. 1—60. 1869—98. Tadellos neuer stahlgrüner Halbesamtbl. mit breiten Ecken. Aussergewöhnlich schönes Exemplar. $\text{M} 1000$ —

Annalen der Physik und Chemie. Neue Folge. Hrag. v. Neumann. Bd. 1—86. Mit 3 (allen erschienenen) Registern. Nebst Beiblättern. Bd. 1—22 u. Reg. zu Bd. 1—15. 1877—98. Halbfranzbd. u. Leinwand. $\text{M} 820$ —

Annales de chimie et de physique. Publ. par Gay-Lussac, Arago, Chevreul etc. Séries I à VI en 390 vols. Av. 11 vols. de tables générales. 1789—1895. Serie I—III u. V in Halbfranzband, Rest broch. Vollständiges Exemplar bis auf die Bde. 77—80 u. 88—96 der ersten Serie, welche fehlen. $\text{M} 1800$ —

Atti dell' Accademia Pontificia e delle Reale Accademia de' Scienzi Lincei di Roma. Vollständiges Exemplar von Beginn bis 1896. $\text{M} 1400$ —

Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft. Jahrg. 1—30 u. 3 Generalregister zu Bd. 1—29. 1868—97. Halbleinwand. $\text{M} 675$ —

Comptes rendus des séances de l'Académie des sciences à Paris. Publ. par les secrétaires perpétuels. Vols. 1—120. Av. 3 vols. de tables génér. et tome I. du suppl. 1835—95. In Halbergamentleinen gebunden. $\text{M} 700$ —

Fortschritte der Physik. Hrag. von der physikal. Gesellschaft zu Berlin. Jahrg. 1—58 (1845—97). Mit Reg. 1846—99. Brosch., unbeschn. $\text{M} 750$ —

Jahrbuch über die Fortschritte der Mathematik. Hrag. v. Chr. Neumann etc. Bd. 1—23 (für 1868—90) 1871—94. Brosch., unbeschn. (478.—) $\text{M} 275$ —

Journal für reine u. angewandte Mathematik. Hrag. v. Gröbe, Borchardt, Kressner etc. Bd. 24—118. 1842—95. Originaldruck. Halbfranzband und Pappband. $\text{M} 1100$ —

Journal of physical chemistry. Ed. by Bunsen and Trover. Vol. 1. 2. 1896—98. $\text{M} 22$ —

Winkelmann's Handbuch der Physik. 8 Bde. in 5 Thln. 1891—96. Originalhalbfranz. (117.—) $\text{M} 75$ —

Zeitschrift für physikalische Chemie. Hrag. v. Ostwald. Bd. 1—27. 1887—98. Halbfranzband. Schönes Exemplar. $\text{M} 875$ —

Zeitschrift für Mathematik und Physik. Hrag. von Schönmilch etc. Jahrg. 1—48. Mit allen Suppl. u. Reg. zu 1—25. 1856—98. Halbfr. u. Halbtwd. $\text{M} 350$ —

Verlag von August Hirschwald in Berlin.

Soeben erschienen:

Emil du Bois-Reymond's

Vorlesungen über die Physik des organischen Stoffwechsels.

Herausgegeben von

Pr.-Docent Dr. R. du Bois-Reymond.

8. Mit 26 Figuren im Text. Preis 6 M .

Verlag von Joh. Amb. Barth in Leipzig.

Ein treffliches Buch ist die

Anleitung zum Glasblasen

von Prof. Dr. H. Ebert.

2. Auflage. 1897. M. 2.—

Chemiker-Zeitung: Die Erfahrungen, welche der Verfasser sowohl beim Glasblasen wie beim Unterricht gesammelt hat, haben ihn auf den fruchtbaren Gedanken gebracht, die Anleitung zum Glasblasen in die Form eines systematischen, aus fünf Übungsstufen bestehenden Unterrichtskurses zu bringen, welcher alle im Laboratorium gewöhnlich zur Anwendung kommenden Glasbläserarbeiten berücksichtigt.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Besonderer Beachtung empfohlen:

Lehrbuch der anorganischen Chemie

von

Prof. Dr. H. Erdmann
in Halle.

Mit 276 Abbildungen und 4 farbigen Tafeln.

Preis gebunden 18 Mark.

Es dürfte kaum ein besseres deutsches Buch geben, das so wie Erdmanns neues Lehrbuch der anorganischen Chemie die enge Verknüpfung der chemischen Wissenschaft mit den mannigfachen Erscheinungen in Natur und Leben auf rein wissenschaftlicher und moderner Grundlage in einer den trockenen Stoff wirklich anregenden und belehrenden Form zum Ausdruck bringt.

Popularisirung im edelsten Sinne muss dem auf dem neuesten Standpunkte der Wissenschaft stehenden und den höchsten Anforderungen gerecht werdenden Erdmannschen Fundamentalwerk nachgerühmt werden, das durch eine ebenso gründliche und erschöpfende, wie meisterhafte Darstellung und vielseitige Gestaltung des behandelten Stoffes für alle, die als Lehrer und Studierende, Forscher und Techniker der reinen und angewandten Chemie und auf naturwissenschaftlichem Gebiete thätig sind, wie auch ganz besonders für die grosse und stetig wachsende Zahl derer, die wie der Arzt, der Geologe, der Mineraloge, der Physiker, der Elektrotechniker, der Ingenieur, der Hüttenmann, der Bergbaubeflissene, der Gewerbeinspektor u. v. a. m. zu den Zwecken ihres Berufes einer genaueren Kenntnis der chemischen Thatssachen bedürfen, und da es nur elementare Kenntnisse voraussetzt, für jeden Gebildeten überhaupt gleich wertvoll ist.

— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —

Verlag von Oscar Leiner in Leipzig.

Lehrbuch der Elektrochemie.

Von

Prof. Dr. Max Le Blanc.

14 $\frac{1}{2}$ Bogen gr. 8^o mit 32 Figuren. Brosch. \mathcal{A} 4.80; geb. \mathcal{A} 5.80.

Hauptkapitel-Überschriften: I. Einführung. Grundbegriffe der Elektrochemie. II. Entwicklung der Elektrochemie bis zur Gegenwart. III. Theorie der elektrolytischen Dissociation von Arrhenius. IV. Die Wanderung der Ionen. V. Die Leitfähigkeit der Elektrolyte. VI. Elektromotorische Kräfte. Konzentrationsketten. Flüssigkeitsketten. Allgemeine Betrachtungen über Konzentrations- und Flüssigkeitsketten. Thermoketten. Spannungsgesetze. Chemische Ketten. Bestimmung einzelner Potentialunterschiede. Ketten, bei denen die Ionen liefernden Stoffe nicht Elemente sind. Potentialdifferenz zwischen festem und flüssigem Metall. Polarisation. Anhang. Die gebräuchlichsten galvan. Elemente. Die Akkumulatoren.

Das Buch umfasst in knapper und nach Thunlichkeit allgemein verständlicher Form — wir machen hier besonders auf das erste Kapitel aufmerksam, in dem die elektrischen Grundbegriffe erörtert werden — das elektrochemische Wissensgebiet in möglichster Vollständigkeit. Anordnung und Zusammenfassung des Stoffes sind eigenartig. Verfasser, vorzugsweise als Forscher auf elektrochemischem Gebiete thätig, ist stellenweise von neuen Gesichtspunkten ausgegangen, unter Berücksichtigung von Arbeiten selbst aus dem laufenden Jahre, wodurch sich sein Werk von anderen bisher erschienenen ähnlichen unterscheidet.



Optisches Institut.

C. REICHERT

Wien,

VIII, Dönnhofgasse 24 u. 26

Specialität:

Mikroskope I. Qualität

beehrt sich mitzutheilen, dass erschienen sind:

Hauptkatalog Nr. 22 ab. Mikroskope, Mikrotome, Hämometer, Perimeter etc.

Spezialkatalog Nr. 1 ab. Polarisationsapparate zur quantitativen Bestimmung des Rohr- u. Traubenzuckers.

„ Nr. 2 über Projections-Apparate für physikalische Zwecke.

„ Nr. 3 Mikrophotogr. Apparate.

„ Nr. 4 über Projections-Apparate für mikroskopische Zwecke.

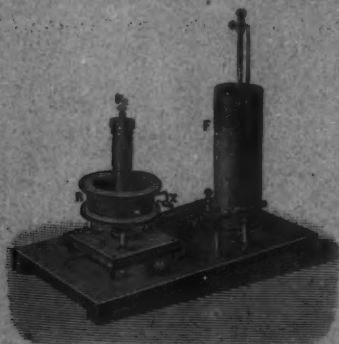
Die Kataloge werden den P. T. Interessenten auf Verlangen gratis und franco zugesendet.

Physikalische Apparate.

Apparate nach

Röntgen, Marconi, Hertz, Tesla, Thompson, Zickler etc.

in vollkommenster, mustergültiger Ausführung und von
garantirt tadelloser Leistungen.



Neu:

Elektrolytischer Unterbrecher

nach Dr. Wehnolt,

construirt von Ferd. Ernecke,
bis zu 3000 Unterbrechungen pro
Sekunde, mit Gleich- u. Wechsel-
strom zu betreiben.

D. R.-P. angemeldet.

Preislisten u. Prospekte gratis.

Ferdinand Ernecke.

Hoflieferant Sr. Majestät des Deutschen Kaisers.

Mechan. Werkstätten mit Elektromotorenbetrieb.

Begründet 1859.

Berlin SW., Königgrätzer Str. 112.



Specialfabrik
elektrischer Messapparate

von

Gans & Goldschmidt,

Berlin N. 24, Auguststr. 26.

Aperiodische Präcisions- und technische

Volt- und Ampèremeter,

„Hitzdrahtinstrumente“,

Taschenvoltmeter,

Galvanometer — Rheostaten.

Messbrücken Isolationsprüfer.

R. Fuess, mechanisch-optische Werkstätten. Steglitz b. Berlin.

— Abteilung I. —



Projectionsapparate, optische
Bänke (mit und ohne Triebbewegung
der Schlitten) zur Demonstration phy-
sikalischer und chemischer Vorgänge.
(Ausführliche Cataloge und Beschrei-
bungen stehen zu Diensten.)

Spectrometer, Quarzspectrographen nach Schumann, Gitterspectro-
graphen eigener Construction, Hellostaten, Kathetometer etc. etc.

(Siehe auch das Inserat im vorigen Heft.)

— Sämmtliche Instrumente meist am Lager. —

Brüssel 1888, Chicago 1893, Erfurt 1894:

Vorzüglichkeitspreise und höchste Auszeichnungen.

Ephraim Greiner, Stützerbach (Thür.)

(Inhaber: Bialer, Greiner & Kühn)

Glas-Instrumenten-, Apparat- u. Hohlglas-Fabrik.

Fabricirt und liefert aus Glas von vorzüglichster optisch-technischer
Beschaffenheit als Specialitäten:

Apparate u. Instrumente jeder Art für Chemiker, Physiker, Aerzte, Pharma-
ceuten, Techniker, allerlei Fabrikgebrauch, zur technischen Gasanalyse, zur Masse-
analyse, zur Prüfung u. Untersuchung von Milch etc. — Patent-Kühlapparate
nach Dr. Ferd. Evers. Glaslehne D.E.G.M.

Neu! Gesichte chem. Messgeräthe nach Vorschritt d. K. Normal-Alch. Com.
Gesichte Thermo-Alkoholometer nach Gewichtprocenten u.

Thermo-Arkometer f. Mineralöle u. specif. Gewicht, mit Alchscheiben.
Normal- Arkometer, -Milchprober, -Saccharometer, -Thermometer,
sowie chemische Thermometer aus Jenaer Normal- und Ber-
slinerglas mit und ohne amtlichen Prüfungszeichen.

Waagen für alle speziellen Flüssigkeiten der Alkoholometrie, Arkometrie,
Saccharometrie etc.

Thermometer für alle Zwecke, Quecksilber-Barometer u. Barometer-
röhren.

Glasröhren u. Stäbe. In der Glasbläse gefertigte Hohlglasartikel.
Horn- u. Beinwaren, Platin- u. Porzellangeräte, Stells u. An-
rührungsartikel.

Analysen-, Brat-, Hand-, Hydrostatische, Präzisions- u. Tauchwaagen,
sowie Gewichte, sucht u. ergreift, bester Qualität, zu Fabrikpreisen.

Exacte Ausführung. Expert nach allen Ländern. Mässige Preise.
Cataloge auf Wunsch franco.

Wissenschaftliche und technische Instrumente
 für
 elektrische und magnetische Messungen
 liefern

Hartmann & Braun, Frankfurt a. M.

Die Firma unterhält ein mit allen modernen Hilfsmitteln reich ausgestattetes, unter wissenschaftlicher Leitung stehendes Laboratorium in besonderem Institutsgebäude.

Der 10 Bogen starke Katalog in 3 Ausgaben — deutsch, englisch-französisch — mit 200 Abbildungen und Beschreibungen, enthält insbesondere:

Galvanometer

verschiedener Gattung, mit Angaben über Empfindlichkeit, alle Arten von

**Widerstands-Messinstrumenten,
 Normalien**

nach Modellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt, sämtliche von **Fr. Kohlrausch** konstruirten Apparate, neues Instrumentarium für Schulzwecke.

Ferner für elektrische Leitungen

Ampère- u. Voltmeter, Wattmeter u. Zähler für Gleich- und Wechselstrom jeder Messgröße.

Louis Müller-Unkel
Braunschweig,

Rebenstr. 13.

Glastechnische Werkstätte.

Gegründet 1888. Specialitäten:

Lichtelektrische Apparate — Tesla-Apparate —
 Transformatoren nach Elster u. Geitel. Geissler'sche
 — Crookes'sche — Röntgenröhren. Spectralröhren.
 Glaspräzisionsinstrumente.

Vacuum-Röhre

mit wassergekühlter
 Antikathode

zur Erzeugung von

Röntgenstrahlen

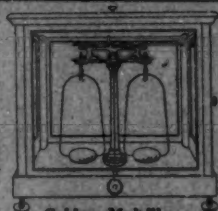
mit Wehmelt-Unterbrecher nach
 Angabe des Professor Dr. med. E.
 Grunmach. Tesla-, Crookes'sche
 und Geissler'sche Röhren.

Max Ehrhardt,

Berlin, Linienstr. 112.



Abnehmbare Glasschalen
 (D. R. G. M.)



Reifeicherung
 (D. R. G. M.)

Goldene Medaillen:

Dresden 1896. London 1897.

Schnellschwingende Analysen-Wagen
 mit const. Empfindlichkeit.

A. Vorbeck & Peckholdt, Dresden-A.

Keiser & Schmidt
Berlin N., Johannisstr. 20.

Ampèremeter und Voltmeter
nach Deprez-d'Arsonval, D. R.-P.
Funkeninduktoren, Condensatoren, Spiegelgalvanometer.

Thermo-Element
nach Angabe des Herrn Prof. Dr. Rubens.

Pyrometer
zum Messen von Temperaturen bis 1600° Celsius.

Galvanometer
zu Lindes'schen Kältemessungen.

== Preisverzeichnisse kostenfrei. ==



E. Leitz, Wetzlar,

Filialen:
Berlin N.W. und New York.

Vertretung in München:
Dr. A. Schwalm, Sonnenstr. 10.

Mikroskope

Mikrotome, Lupen-Mikroskope,
mikrophotogr. Apparate.

Über 50 000 Leitz-Mikroskope
im Gebrauch.

Projections-Apparate

für Diapositiv-Endoskop- u.
Mikroskop-Projection.

Kataloge in deutscher, engl. und franz. Sprache kostenfrei.

Max Kohl, Chemnitz i. S.

Werkstätte für Präzisionsmechanik,

fertigt als Spezialität:

Grosse Funken-Induktoren

in höchster Vollkommenheit und gegen Durchschlagen gesichert, von 100—1000 mm Schlagweite, mit Platin- und Quecksilber-Unterbrecher.

Neuheit: Rothender Quecksilber-Unterbrecher für grössere Induktoren.

Dieser Apparat funktioniert vorzüglich und arbeitet ohne Spritzen. Er eignet sich speziell für Röntgen-Aufnahmen sowie Durchleuchtungen, seine Schmelzzeit ist in weiten Grenzen regulirbar.

Neue, vorzügliche Röntgen-Röhren.

Praktische Stative für dieselben, mit schwerem Eisenfuss, langer isolirender Klemme, gestattend, die Röhre jedem Körpertheil beliebig zu nähern.

Kryptoskope in verbesserter, sehr bequemer Anordnung.

Neu! Wechselstrom-Unterbrecher

mit dem man jeden Funkeninduktor ohne irgend welche Transformation durch Wechsel- oder Drehstrom betreiben kann. Es wird derartige Strom eingeführt und man kann ohne Weiteres aus dem Induktor intermittirenden Gleich-Strom entnehmen. Patente in allen Kulturstaaten angemeldet. Preis des Unterbrechers: 160 Mk.

Elektrolyt-Unterbrecher

nach Dr. Wehnelt, Charlottenburg, sowie dazu geeignete Funken-Induktoren, die bei 65—110 Volt-Spannung die volle Funkenlänge geben.

Neu! Röntgenröhren, Neu!

speziell für den Elektrolyt-Unterbrecher hergestellt. Dieselben ermöglichen Beckenaufnahmen in 10—20 Sekunden.

Selenzellen für lichtelektrische Versuche und Lichttelegraphie in guter, für Demonstrationszwecke sehr geeigneter Ausführung.

Vakuumempfänger nach Prof. Zickler für Licht-Telegraphie.

Fabrikation physikalischer Instrumente, Apparate nach Tesla, Hertz, Marconi.

Kromoskope für Projektion von Gegenständen und Landschaften in vollen Naturfarben.

Projektionsapparate für Bogenlicht, Gleich- oder Wechselstrom, Licht- oder Zirkonbeleuchtung, mit angestrichener optischer Bank.

Durch einfache, aber vortheilhafte Anordnung ist es möglich, einen derartigen Apparat mit guter Optik schon zu sehr mässigem Preise zu liefern.

Vollständige Einrichtungen von physikalischen u. chem. Auditorien in gediegener, zweckmässiger Ausführung.

Referenzen von Universitäten, technischen Hochschulen, Gymnasien, Realgymnasien etc. stehen zu Diensten. Bis jetzt sind ca. 850 Einrichtungen geliefert worden.

Spezial-Listen auf Wunsch.

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Neueste Anschauungen über Elektrizität

VON

Oliver Lodge,

Professor der Physik in Liverpool.

Uebersetzt von Anna v. Helmholtz u. Estelle Du Bois-Reymond.

Herausgegeben durch Prof. Dr. Richard Wachsmuth.

XII und 350 Seiten mit vielen Abbildungen. 1896.

Preis M. 10.—, geb. M. 11.—.

Naturw. Rundschau: Es giebt wenig Bücher, welche in so origineller Weise abgefasst sind, wie das obengenannte.

Blätter f. litt. Unterhaltung: Das Werk wurde auf Wunsch von Helmholtz übersetzt und ist als beste Einführung in die gegenwärtigen Vorstellungen vom Aether allen dringend zu empfehlen, die einen Einblick in den Vorstellungskreis des modernen Physikers gewinnen wollen.

Electrochem. Zeitschrift: . . . Wir empfehlen die Lectüre dieses interessanten Werkes allen Fachgenossen.

Naturw. Revue: Die schwierigen Annahmen, die zu eigentümlich stofflicher Natur der Elektrizität verbunden mit stattfindender Wellenbewegung führen, werden hier klar und gut begreiflich vorgetragen und jeder, der darüber Aufklärung wünscht, wird sich mit größtem Interesse in das Buch vertiefen.

Die Continuität des flüssigen und gasförmigen Zustandes

VON

Dr. J. D. van der Waals,

Professor an der Universität Amsterdam.

L. Thell.

Zweite Auflage.

VIII, 122 Seiten mit 2 Tafeln. 1899. Preis M. 4.—, geb. M. 5.—

Nachdem das Buch längere Zeit vergriffen war, liegt es jetzt in neuer, vom Verf. selbst revidirter Auflage wieder vor. Der Verf. hatte sich die Aufgabe gestellt, diejenige Grösse kennen zu lernen, welche den molekularen Druck darstellt, der durch eine eben begrenzte Flüssigkeit auf die Oberflächeneinheit ausgeübt wird und welche als das Maass für die Cohäsion der Flüssigkeiten bezeichnet werden kann. Dies führte ihn dazu, den Zusammenhang zwischen dem gasförmigen und flüssigen Zustande festzustellen. Er gelangte zu dem Nachweise, dass die Annahme abstoßender Kräfte zwischen den Molekülen, wie solche auch mit dem Begriffe der Aequivalenz von Arbeit und Wärme nicht in Einklang zu bringen ist, auch nicht zur Erklärung für den flüssigen Aggregatzustand nöthig sei. Die in der Gastheorie angenommene Vorstellung von der Bewegung der Moleküle ist auch auf die Flüssigkeiten zu übertragen und lässt sich dann zeigen, dass zwischen Druck, Volumen und Temperatur Beziehungen ganz gleicher Art für Flüssigkeiten und Gase bestehen, so dass die eine Aggregatform die durch den kritischen Punkt getrennte Fortsetzung der anderen bildet.

In einem zweiten Theile wird die Molekulartheorie, Theorie über Gemische etc., dargestellt werden.

Physikalisch-mechanisches Institut

VON

Prof. Dr. M. Th. Edelmann in München.

Präzisions-Messapparate im Bereiche von Elektrizität,
Erdmagnetismus, Elektrotechnik etc.

(Preisverzeichniss, reich illustriert, gratis.)

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Christiansen, C., Elemente der theoretischen Physik. Deutsch herausgegeben von Joh. Müller. Mit einem Vorwort von E. Wiedemann. 1894. VIII, 438 S. gr. 8° mit 134 Figuren. Preis geh. M. 10.—

Es fehlte bisher ein kurzes Lehrbuch der theoretischen Physik, in dem auf beschränktem Raume die wichtigsten Lehren dieses Gebietes soweit entwickelt werden, dass es nach Durcharbeiten desselben möglich ist, Originalarbeiten, die nicht gerade allzu spezielle Probleme betreffen, zu verstehen. Wie nöthig und nützlich eine solche Einführung in die theoretische Physik ist, werden Viele empfunden haben.

Elektrotechnisches Lehrb. Die Darstellung ist überaus flüssend gehalten, die mathemat. Entwicklung elegant. Dass alle einschlägigen Forschungen der jetzigen Physik berücksichtigt worden sind, liegt auf der Hand. Wir können daher das Werk Allen empfehlen, welche die theoret. Physik studieren; der Inhalt bietet sowohl dem angehenden Physiker als auch dem Mathematiker des Interessanten die Fülle.

Recente Erfindungen und Erfahrungen: Die gesamte Darstellung ist ebenso klar und übersichtlich als gründlich. Wir empfehlen das vorzügliche Werk allenhalben bestens.

Ebert, H., Prof. der Physik u. d. Techn. Hochsch. München, Magnetische Kraftfelder. Die Erscheinungen des Magnetismus, Elektromagnetismus und der Induktion dargestellt auf Grund des Kraftlinienbegriffes. XXXVIII, 500 Seiten mit 140 Abbildungen und 3 Tafeln. 1897. Preis M. 18.—, geb. M. 19.—.

Zeitschrift für physikal. Chemie: Der Verfasser zeigt in der Anordnung und Darstellung seines Stoffes eine ganz hervorragende Lehrbegabung, die sich wesentlich in seiner Fähigkeit zeigt, den zu lehrenden Gegenstand in möglichster Umittelbarkeit, Schlichtheit und Freiheit von entbehrlichen Nebensachen auf den Leser wirken zu lassen.... Das Buch darf als ein überaus klarer und angenehmer Führer in das Studium der behandelten Gebiete warm empfohlen werden.

Elektrotechnische Zeitschrift: Das Buch ist für Elektrotechniker sowohl als auch für Physiker wertvoll; für die ersteren, weil es in einheitlicher und harmonischer Weise die modernen Anschauungen zusammenfasst und in einer für die Praxis geeigneten Art darstellt; für die letzteren, weil es den Beweis liefert, dass die althergebrachten Theorien nunmehr entbehrlich geworden sind und durch neue ersetzt werden müssen.

Hülfsbuch

für die

Ausführung elektrischer Messungen

von

Ad. Heydweiller,

Professor der Physik an der Universität Breslau.

VIII, 262 S. 8° mit 58 Fig. 1902. Geh. M. 6.—, geb. M. 7.—.

A. E. G.-Röntgen-Apparate.



Turbinen-Quecksilber-Unterbrecher für Gleichstrom

mit beliebigen Unterbrecher-Zahlen.

Combinirt mit Telegraphen-Taster für Funken-Telegraphie.

für Wechselstrom

beliebiger Spannung und Periodenzahl, für Induktionsbetrieb
und elektrolytische Arbeiten an Wechselstromnetzen.

Funken-Induktoren • Röntgen-Röhren
Widerstände • Schalttafeln • Leuchtschirme • Verstärkungsschirme
und sonstiges Zubehör.

Prospecte und Anschläge kostenlos.

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft
BERLIN.



Durch die Expedition der Annalen (Verlagsbuchhandlung
Johann Ambrosius Barth in Leipzig) ist ein

vollständiges Exemplar
der
Annalen der Physik und Chemie

zu verkaufen.

Die Bände sind teilweise broschiert, teilweise gebunden.
Das Exemplar ist garantiert complet und enthält Alles, was
erschienen:

Serie von Poggendorff Bd. 1—160, Jubelband,
Ergänzungsbände und alle Register 1824—1877.

Serie von Wiedemann Bd. 1—60 mit Namen-
register und Sachregister zu Bd. 1—50, 1877—1899.

Beiblätter zu den Annalen Bd. 1—23 u. Register
zu Bd. 1—15, 1877—1899.

Nähere Anfragen werden bereitwillig erledigt.



A. Haak vorm. W. Haak-Jena

(gegr. 1807)

Institut zur Anfertigung
chemischer, physikalischer und meteorologischer
Apparate und Instrumente.

(Langjähriger Lieferant erster Institute und Firmen,
als Carl Zeiss, Jena etc.)

Specialitäten:

Feine wissenschaftliche Thermometer mit
und ohne Prüfungsschein der Physikal-
Techn. Reichsanstalt, Abth. II, Charlotten-
burg, aus Jenaer Normal- u. Borosilicat-
glas 59 III,

Thermometer für speziell chemische Zwecke
nach *Anschütz, Gräbe-Allihn, Zincke* etc.
in unübertroffener Zuverlässigkeit;

Thermometer für Kältemischungen bis
— 200° C.

Thermometer für Temperaturen bis + 550° C.

(Alle chemischen Thermometer über + 150°
sind unter Stickstoffdruck gefüllt, um das
Zerreißen und Oxydiren des Quecksilbers in
höheren Temperaturen zu verhindern);

Gefäßbarometer mit automatischer Null-
punkteinstellung, eigene Construction
(D. R. G. M. 76 959).

Ferner:

Volumetrische Messinstrumente — Elektrische
Apparate nach *Geissler, Crookes, Hittorf,
Pulaj, Hertz, Lenard, Röntgen* etc.

Geissler'sche Röhren zur Spectralanalyse
zeichnen sich aus durch höchste Reinheit
des Spectrums und längste Gebrauchs-
dauer.

Illustrirte Preislisten zu Diensten.

Gefäß des Barometers nach Haak mit constantem Nullpunkt
(D. R. G. M. 76 959)



DR. H. GEISSLER'S NACHF. FR. MÜLLER

Gegründ. 1840 — BONN a. Rheia — Gegründ. 1840.

Specialität: **Electrische Röhren**

Geimler'sche Röhren, Spectralröhren, Crookes'sche, Pulaj'sche Röhren, Radiometer.

Neu: Kathodenstrahlröhre nach Prof. Braun.

Marconi-Röhren und -Apparate, Tesla-Apparate, Röntgen-Röhren. Geissler'sche Luftpumpen.

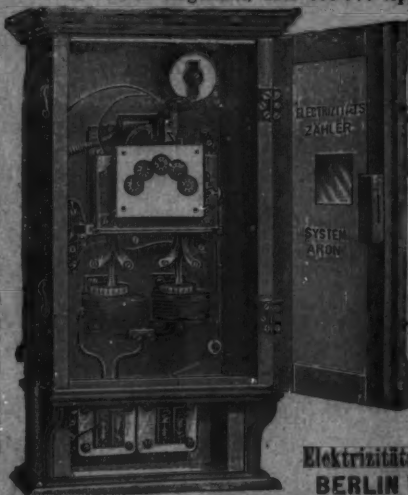
Neu: Automatische Luftpumpe nach Prof. Jaumann.

Wattstundenzähler.

System Aron für Gleichstrom, ein- u. mehrphasigen Wechselstrom.

Seit 15 Jahren eingeführt, über 100 000 Apparate in Betrieb.

Erster Preis Paris 1889 und 1891.



Umschaltzähler

gehen und reguliren
automathisch.
messen gleichmäßig rich-
tig bei geringster und
höchster Belastung,
bedürfen keinerlei War-
tung,
sind plombirt versand-
fähig,
sind unabhängig von
äußeren magnetischen
Einflüssen,
sind unabhängig von der
Phasenverschiebung,
sind unabhängig von der
Folwechselzahl,
zeichnen sich durch
Konsistenz gewisser Ener-
gieverbrauch aus.

H. ARON.

Elektrizitätszählerfabrik G. m. b. H.
BERLIN W. 35, Lützowstr. 6.

MAX COCHIUS

Berlin S., Ritterstr. 113.

Gezogene Röhren ohne Löthnaht

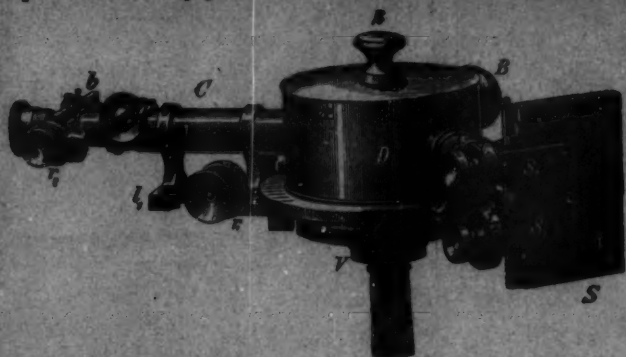
aus Messing, Tombak, Kupfer, Neusilber, Aluminium etc.

Specialität: Präcisionsrohre bis 400 $\frac{m}{mm}$.

Profile, Rund-, Flach-, Winkelmessing.

Metall-Bleche und -Drähte. Schlagelotho.

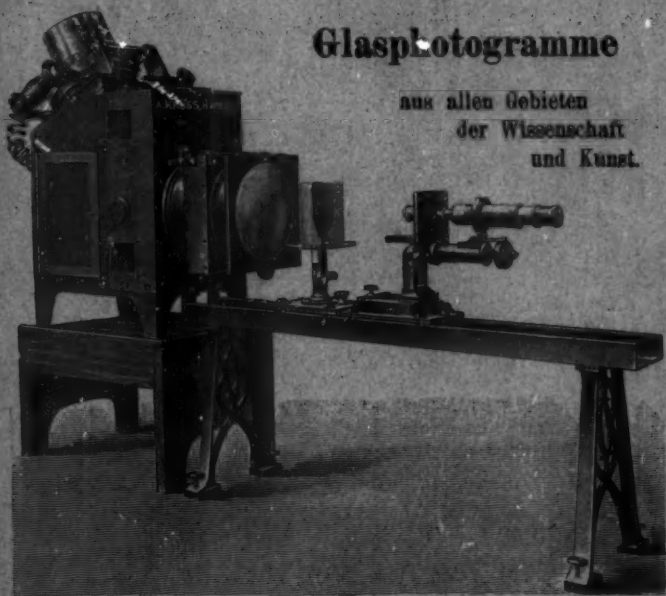
Spectral-Apparate und Photometer.



Projections-Apparate

Glasphotogramme

aus allen Gebieten
der Wissenschaft
und Kunst.



Optisches Institut von **A. Krüss**

Inhaber: Dr. Hugo Krüss.

HAMBURG.

Gülicher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vertheilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Constante electro-
motorische Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hoher Nutzeffect.



Keine Dämpfe
kein Geruch.

Keine Polarisation, da-
her keine Erückelping.

Betriebsstörungen
ausgeschlossen.

Ableisiger Fabrikant: Julius Pintsch, Berlin O., Andreasstr. 72/73.
Niederlage auch bei E. Leybold's Nachf., Cöln a. Rhein.

Dr. Schleussner's Trockenplatten

erfreuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hohen **Empfindlichkeit** und **Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

Spezialitäten: Momentplatten für Astronomische und Röntgen-
aufnahmen, für Aufnahmen fliegender Geschosse, Microphotographie
und Spectralphotographie. — Orthochromatische Platten, Abzieh-
platten für Lichtdruck, Celluloidfolien. — Rollfilme für Tageslicht-
cameras.

Trockenplattenfabrik a. Actien

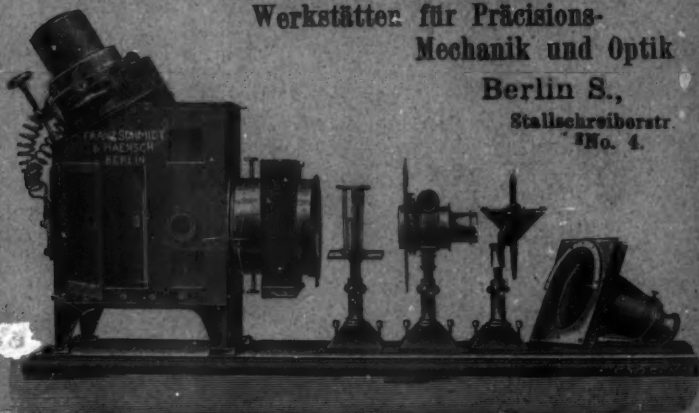
vormals Dr. C. Schleussner in Frankfurt a. M.

Franz Schmidt & Haensch,

Werkstätten für Präcisions-
Mechanik und Optik

Berlin S.,

Stallschreiberstr.
No. 4.



Polarisations-Apparate, Spektral-Apparate, Spektrometer,
Photometer, Spektral-Photometer, Colorimeter, Refraktometer,
Projektions-Apparate mit sämtlichen Neben-Einrichtungen (optische
Bänke etc.), mikrophotographische Apparate, Ableser-Fernrohre
und -Mikroskope etc. etc.

Prospecte gratis und franco.

Continentale JANDUS, Electr. A.-G.

Fabrik: Rheydt (Rheinprovinz).



Kein Feder-, Uhr-, noch Laufwerk.

JANDUS

D. R.-P. No. 96969, 93470, 90111.

Bogenlampe.

Einzige Lampe mit luftdichtem Abschluss.

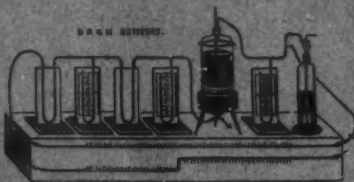
Vor Nachahmungen wird gewarnt.

Nicht zu verwechseln mit Nachahmungen

Dauerbrandlampen etc.

RICHARD MÜLLER-URI

BRAUNSCHWEIG, Schleinitzstrasse 19.



Stromdemonstrations-Apparat.



Vacuum-Scala.



Vibrator-Apparat nach Mo Farlan-Moore.

Neueste Vorlesungs- und Laboratoriums-Apparate in vorzüglichster Ausführung, u. a.:

Röntgen-Rohr für schwachen Strom, D.R.G.-M., Strom-Demonstrations-Apparat nach Prof. Möller u. Schmidt, Vacuum-Scala nach Chas. R. Cross, Mac Farlan Moore-Apparat und Leuchtröhren, modifizirt, Spectral-Röhren (Argon, Helium), Arons' Röhre und Bogenlampe, Capillarlichtröhren, Vacuum-Röhren nach Geissler, Crookes u. s. w.

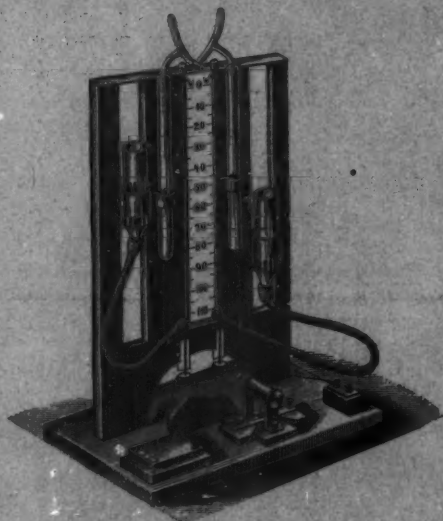
ALT, EBERHARDT & JÄGER

Ilmenau in Thüringen

Hohlglas-Fabrik, Hohl- u. Flachglas-Schleifereien
Lampenbläserei, Schildermalerei u. Mechanische Werkstatt

fabriken und empfehlen:

Apparate aus Glas für alle speziellen Untersuchungen
der Chemie und Technik.



Bakteriolog., bodenkundl., gasanalyt., massanalyt.,
mikroskop., naturwissenschaftl. und physikal. Glasapparate
und Utensilien

in exacter Ausführung nach den neuesten wissenschaftl. Principien.

Vollständige Einrichtung chemischer Laboratorien.

Glasgefäße aus Jenaer Gerütheglas.

Amtlich geprüfte Thermometer, mit Prüfungsschein.

Chemische und ärztliche Thermometer.

Normal-Ärömeter, Kochbecher, Kochkolben aus Jenaer Gerütheglas.

Sämmtliche Apparate lassen wir vor Versandt im eigenen
Laboratorium auf ihre Brauchbarkeit prüfen.

Julius Brückner & Co.,

Ilmenau in Thüringen,

Hohlglashüttenwerk, Hohl- und Flachglas-Schleiferei,
Holzbearbeitung mit Motorbetrieb, Lampenbläseerei, Schilder-
malerei und Mechanische Werkstätten,

fabriziren

Glasinstrumente für chemische,
pharmaceutische, physiologische und bak-
teriologische etc. Zwecke.

Apparate zu Vorlesungen über Experimental-Chemie.

Vollständige Ausrüstung chemischer Laboratorien.

Lichtelectrische Apparate — Geissler'sche —,
Crookes'sche und Röntgenröhren.
Spectralröhren.

Glaspräcisionsinstrumente.

Barometer, Aräometer, Thermometer für Wissenschaft und
Technik mit und ohne amtlichen Prüfungsschein.

== Tadellose Ausführung aller einschlägigen Apparate. ==



PAUL GEBHARDT

Mechaniker und Optiker

(Inhaber der Berliner Lehrmittel-Anstalt)

BERLIN C., Neue Schönhauser Str. 6.

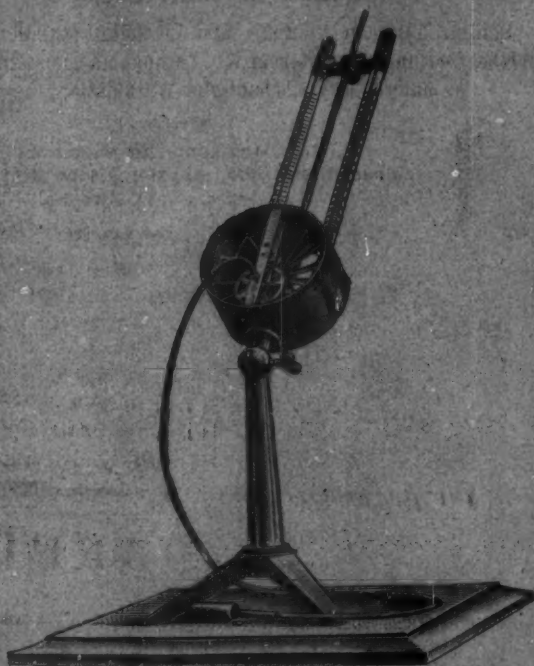
Permanente Lehrmittel-Ausstellung.



Reich illustriertes Kataloge versende an
Interessenten gratis und franko.

Fabrik und Lager sämtlicher physikalischer, elektrischer,
chemischer Lehrapparate.

Lambrecht's Aspirations-Psychrometer.



ca. $\frac{1}{4}$ natürl. GröÙe.

Das August'sche Psychrometer hat seit langer Zeit zur Feuchtigkeitsmessung für meteorologische und technische Zwecke weite Verbreitung gefunden. Es wird als Normalhygrometer angesehen, obwohl es verschiedene Angaben macht, je nachdem die Luft sich in Ruhe oder mehr oder weniger starker Bewegung befindet.

Ein Psychrometer liefert nur dann genaue Angaben, wenn die Luft während jeder Beobachtung in lebhafter Bewegung erhalten wird, und wenn die Thermometer vor Bestrahlung geschützt sind.

Das oben abgebildete Aspirations-Psychrometer zeichnet sich durch Billigkeit, Einfachheit und Dauerhaftigkeit, sowie bequeme Handhabung vor anderen komplizierten Konstruktionen aus und liefert genau richtige Angaben.

Jedes meiner Aspirations-Psychrometer lässt sich sofort nur durch Auswechselung der Thermometer und Horizontalstellung derselben in einen Aspirations-Psychrometrographen umwandeln. Die Thermometer — aus Jenser Glas. — sind amtlich geprüft. Beschreibung zu Diensten.

Wilhelm Lambrecht, Göttingen.

Siemens & Halske A.-G.

Berliner Werk

Berlin S. W., Markgrafenstrasse 94

Wissenschaftliche und technische Messinstrumente

Zeiger- und Spiegelgalvanometer

**Messbrücken zur Bestimmung von Widerständen,
Temperaturkoeffizienten und der Leitungsfähigkeit
von Metallen**

sowie zur Messung von Normalwiderständen

Kompensationsapparate

Zweigwiderstände und Dekadenwiderstände

Kondensatoren

Röntgen-Einrichtungen

Funkeninduktoren

Deprez-Unterbrecher. Motor-Unterbrecher

Quecksilberwippe. Wehnelt-Unterbrecher

Apparate

zu

Marconi- und Tesla-Versuchen

Ozon-Anlagen

für Laboratorien und technische Betriebe

Einrichtungen

für

Elektrochemische Laboratorien

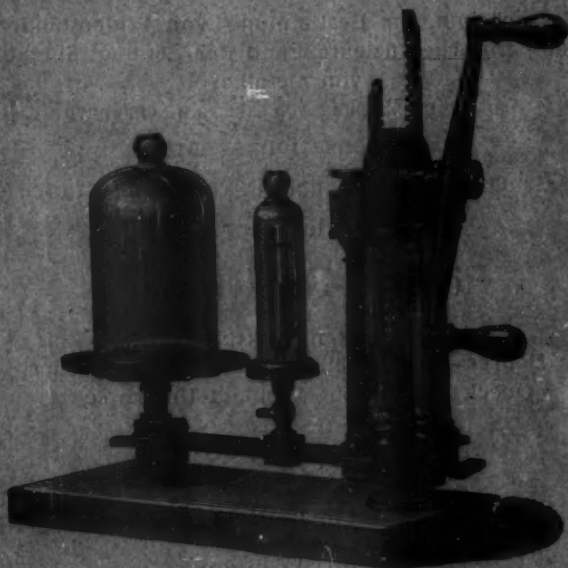
E. Leybold's Nachfolger

Köln a. Rh.

Mechanische Werkstätten

zur Anfertigung

Physikalischer Apparate.



Neuer illustrirter Katalog mit über
3400 Nummern und mehr als 1200 Abbildungen
wird auf Verlangen zugewandt.

Mit drei Beilagen von Siemens & Halske A.-G. in Charlottenburg,
Carl Schleicher & Schüll in Düren und Friedr. Vieweg & Sohn
in Braunschweig.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

